BEIBLÄTTER ZU DEN ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE

BEIBLÄTTER

ZU DEN

ANNALEN

DER

PHYSIK UND CHEMIE.

HERAUSGEGEBEN

UNTER MITWIRKUNG BEFREUNDETER PHYSIKER

VON

J. C. POGGENDORFF.

BAND I.

EX·UMBRA·IN·SOLEM

LEIPZIG, 1877.
VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zur Nachricht.

Den Herren Autoren und befreundeten Verlegern von Werken aus dem Gebiete der Physik und der verwandten Wissenschaften widme ich hiermit die Anzeige, dass ich vom neuen Jahre ab gegen Einsendung eines Freiexemplars auch für die neu erscheinenden Bücher für Aufnahme in das Literaturverzeichniss der Beiblätter sorgen werde, wodurch den betreffenden Werken, bei der Verbreitung der Beiblätter, ein gewiss selten günstiges Publicitätsmittel erwächst. —

Besprechungen der Werke können bei dem beschränkten Raume jedoch nur in Ausnahmefällen geliefert werden.

Leipzig, 3. Januar 1878.

Joh. Ambr. Barth.

Inhalt.

Die am Schluss eines jeden Abschnittes aufgeführten Namen beziehen sich auf die nicht referirten Arbeiten.

Allgemeine Physik.

Dichte.

Molecularphysik.

Mechanik.

Hydrodynamik.

Aerodynamik.

Elasticität und Festigkeit.

Capillarität.

Löslichkeit und Diffusion.

Radiometer.

Akustik.

Wärmelehre.[1])

Theorie der Wärme.

Ausdehnung.

[1]) Strahlende Wärme siehe bei der Optik.

Quellen der Wärme.

Aenderung des Aggregatzustandes.

Specifische Wärme.

Wärmeleitung.

Optik.

Fortpflanzungsgeschwindigkeit. Reflexion u. Refraction.

Objective Farben. Spectrum. Absorption.

Photometrie.

Phosphorescenz und Fluorescenz.

Interferenz. Polarisation. Doppelbrechung. Krystalloptik. Circularpolarisation.

Chemische Wirkungen des Lichtes.

Optische Instrumente.

Electricitätslehre.

Theorie.

Electrostatik.

Galvanische Ketten.

Galvanischer Widerstand.

Galvanische Messapparate.

Theorie der Kette.

Electrolyse.

Thermoelectricität.

Electrisches Licht.

Magnetismus.

Electromagnetismus.

An unsere Leser.

Durch die vorläufigen Anzeigen und den den Annalen beigehefteten Prospect ist die Aufgabe der Beiblätter hinlänglich gekennzeichnet. Um unser Programm von einem bestimmten Termine, dem Beginne des Jahres 1877 an, durchführen zu können, erschien es zweckmässig, in den ersten Heften der Beiblätter, die vor der Publication der jenem Jahre angehörenden Journale etc. ausgegeben werden, Auszüge aus einer Reihe der wichtigsten der in der letzten Zeit erschienenen Arbeiten mitzutheilen. Wir haben dabei besonders solche Abhandlungen berücksichtigt, die entweder Fortsetzungen von bereits früher in den Annalen veröffentlichten Untersuchungen enthalten, oder an die sich voraussichtlich weitere Arbeiten anschliessen werden.

In den ferneren Heften werden wir uns bestreben, mit möglichster Vollständigkeit nicht nur über die in den zugänglicheren deutschen, französischen, englischen und italienischen Zeitschriften enthaltenen Arbeiten zu referiren, sondern auch in gleicher Weise die weniger verbreitete schwedische, dänische, holländische und russische Literatur zu berücksichtigen. Es stehen uns

hierzu nicht nur die zahlreich uns zugehenden Sendungen der Herren Autoren und der gelehrten Gesellschaften zu Gebote, sondern auch die reichen literarischen Schätze der K. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften und der K. Sternwarte in Leipzig, deren Durchsicht die Herren Hankel und Bruhns mit dankenswerthester Bereitwilligkeit unsern Leipziger Mitarbeitern gestattet haben.

Die regelmässigen Literaturübersichten werden nach dem Erscheinen der ersten Publicationen des Jahres 1877 beginnen. Bei den Bezeichnungen der Journale u. s. f. haben wir uns dabei an die von der physikalischen Gesellschaft in Berlin in ihren unschätzbaren Fortschritten eingeführte Nomenclatur angeschlossen. Referate haben für dieses Heft geliefert die Herren:

Dr. Braun in Leipzig (Br.),
Professor Bruhns in Leipzig (B.),
Dr. W. Feddersen in Leipzig (W. F.),
Professor Macaluso in Catania (D. M.),
Professor Wiedemann in Leipzig (G. W.),
Dr. Wiedemann in Leipzig (E. W.),
Dr. von Zahn in Leipzig (Zn.).

Berlin, den 20. December 1876.

Professor **Poggendorff**.

1877. BEIBLÄTTER № 1.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***F. Guthrie.***[1]) *Ueber Salzlösungen und gebundenes Wasser* (Phil. Mag. (4) XLIX pg. 1—20. 206—218. 266—276. Phil. Mag. (5) I. 49—60. 351—369. 446—455. II. 211—225).

Guthrie hat, angeregt durch die Beobachtungen über den Salzgehalt des aus dem Meerwasser ausgefrorenen Eises, eine Reihe von Untersuchungen über den Gefrierpunkt verschiedener Salzlösungen angestellt, von denen das Folgende die Hauptresultate enthält. Er fand zunächst, dass eine Na Cl-Lösung nicht unter -22^0 flüssig bleibt, sondern bei dieser Temperatur vollständig zu einem festen Körper erstarrt, der etwa 23.34 $^0/_0$ Na Cl enthält; dessen Schmelzpunkt also bei -22^0 liegt. Hieran anknüpfend stellt er folgende Betrachtungen an:

Bekanntlich erniedrigt ein gelöstes Salz den Gefrierpunkt des Wassers unter 0^0. Kühlen wir eine bei gewöhnlicher Temperatur gesättigte Lösung ab, so scheidet sich über 0^0 wasserfreies Salz oder ein Hydrat aus (hiervon macht nur Na Cl eine Ausnahme, dessen Löslichkeit sich kaum mit der Temperatur ändert). Die Mutterlauge wird niemals reicher an Salz, wie sich dies zunächst bei Ausscheidung von wasserfreiem Salze unmittelbar ergiebt, und es bei der Ausscheidung von Hydrat die Erfahrung zeigt, denn, um ein Hydrat zu lösen, müssen wir Wasser, nicht wasserfreies Salz zu demselben fügen. Ausserdem finden wir keine Discontinuität bei 0^0C., auch scheidet sich

[1]) Wir haben im Folgenden die fünf ersten Arbeiten Guthrie's zusammengestellt, um uns bei seinen später erscheinenden Abhandlungen darauf beziehen zu können.

nie das ganze Salz über 0° oder auch bei 0° selbst aus. Daraus folgt, dass wir stets durch Mischen von Salz und Eis eine Kältemischung, deren einer Theil flüssig ist, erhalten können. Würde sich bei einer Erniedrigung der Temperatur weiter wasserfreies Salz ausscheiden, so würden wir zuletzt flüssiges Wasser unter 0° erhalten, was unmöglich ist. Dasselbe würde eintreten, wenn ein Hydrat, das mehr Salz als die Mutterlauge enthält, sich ausscheiden würde. Bei Ausscheidung von Eis oder einem an Salz ärmeren Hydrat würden wir eine immer concentrirtere Lösung erhalten und denselben Zustand wie vor der Abkühlung finden, was gleichfalls unmöglich ist. Es muss daher stets eine bestimmte Temperatur unter 0° erreicht werden, bei der Salz und Wasser sich in einem constanten Verhältnisse zusammen ausscheiden; es bleibt dabei die Temperatur constant und der ausgeschiedene Körper, der eine bestimmte krystallinische Gestalt hat, wird dieselbe Zusammensetzung wie die Mutterlauge zeigen. Wir können ihn als eine chemische Verbindung auffassen. Da diese Hydrate nur unter 0° im festen Zustande bestehen, so schlägt G u t h r i e für sie den Namen „K r y o h y d r a t“ vor; sie schmelzen bei gewöhnlicher Temperatur in ihrem eigenen Krystallwasser und erstarren erst wieder bei einer bestimmten Temperatur unter 0°. Die für die einzelnen Salze erhaltenen Zahlen werden wir nachher zusammenstellen. Auf die besonderen Verhältnisse bei $NaCl$ und NaJ, die mit Wasser noch ein intermediäres Hydrat bilden können, wollen wir nicht näher eingehen.

Neben dem Worte Kryohydrat führt G u t h r i e noch das Wort Kryogen ein und versteht darunter ein Mittel, um Temperaturen unter 0° zu erhalten.

Aus der Existenz von Kryohydraten folgt, dass eine Kältemischung aus Salz und Wasser vollkommen constante Temperaturen ergeben muss, sobald nur überhaupt das Minimum derselben erreicht ist, da unterhalb desselben das Salz nicht mehr verflüssigt wird, sondern zu dem Kryohydrate erstarrt und daher keine Wärme mehr absorbiren kann. In der That ergaben sich bei stets wechselnden Verhältnissen

des zusammengemischten Schnees resp. Eises und Salzes innerhalb weiter Gränzen auch unabhängig von der Anfangs-Temperatur dieselben tiefsten Temperaturen. Ebenso ist es gleichgültig, ob man wasserfreie oder wasserhaltige Salze mit dem Eise mengt, da die Kryohydrate mehr Hydratwasser als die gewöhnlichen Hydrate enthalten. Eine Ausnahme machen Zink- und Kupfersulfat und ebenso Chloraluminium und Chlorcalcium. (Bei letzteren in Folge von Wärmeentwickelung durch Bildung chemischer Verbindungen mit Wasser.) Auch Chlorwasserstoffsäure macht eine Ausnahme von der obigen Regel, indem die niedrigste Temperatur beim Zusammenbringen von 0.4 Theilen einer gesättigten H Cl-Lösung mit 1 Theile Eis erzeugt wurde. Andere Mengungsverhältnisse ergeben höhere Temperaturen. Die absorbirte Wärmemenge wird übrigens im Verhältniss zu der Menge des angewandten Materials am grössten wenn man Salz und Eis in dem Verhältnisse mengt, wie sie im Kryohydrat vereint sind.

Die folgende Tabelle enthält die quantitativen Resultate. Die erste Columne giebt die Namen der Salze, die zweite die niedrigste Temperatur derselben als Kryogen, die dritte den Erstarrungspunkt des Kryohydrates (die Temperaturen liegen stets unter 0°), die vierte die Zahl der im Kryohydrat mit einem Molekül Salz verbundenen Wassermoleküle.

1	2	3	4	1	2	3	4
$Na\,Br$	28	24	8.1	$Sr\,2\,(NO_3)$	6	6	33.5
$NH_4\,J$	27	27.5	6.4	$Mg\,SO_4+7\,H_2O$	5.3	5	23.8
$Na\,J$	26.5	30	8.6	$Zn\,SO_4+7\,H_2O$	5	7	20.0
$K\,J$	22	22	8.5	$K\,NO_3$	3	3	44.6
$Na\,Cl$	22	22	10.5	$Na_2\,CO_3$	2.2	2	92.75
$Sr\,Cl_2+6\,H_2O$	18	17	22.9	$Cu\,SO_4+5\,H_2O$	2	2	43.7
$(NH_4)_2\,SO_4$	17.5	17	10.2	$Fe\,SO_4+7\,H_2O$	1.7	2.2	41.41
$NH_4\,Br$	17	17	11.1	$K_2\,SO_4$	1.5	1.2	114.2
$NH_4\,NO_3$	17	17.2	5.72	$K_2\,Cr_2\,O_7$	1	1	292.0
$Na\,NO_3$	16.5	17.5	8.13	$Ba\,2\,(NO_3)$	0.9	0.8	259.0
$NH_4\,Cl$	16	16	12.4	$Na_2\,SO_4+10\,H_2O$	0.7	0.7	165.6
$K\,Br$	13	13	13.94	$K\,Cl\,O_3$	0.7	0.5	222.0
$K\,Cl$	10.5	11.4	16.61	$Al_2\,NH_4\,(SO_4)_2+12\,H_2O$	0.4	0.2	261.4
$K_2\,Cr\,O_4$	10.2	12	18.8	$Hg\,Cl_2$	0.2	0.2	450.0
$Ba\,Cl_2+2\,H_2O$	7.2	8	37.8	$Ca\,Cl_2+3\,H_2O$	33	37	11.8
$Ag\,NO_3$	6.5	6.5	10.09				

Aus der obigen Tabelle folgt erstens, dass von ähnlichen Salzen dasjenige, das bei einer Kältemischung benutzt, die grösste Kälte erzeugt, als Kryohydrat sich mit der geringsten Anzahl Wassermoleküle verbindet, und zweitens, dass die Temperatur, bei der das Kryohydrat erstarrt, dieselbe ist, die durch die entsprechende Kältemischung erzeugt wird (Ausnahme Jodnatrium).

Für die Gruppe Na J, NH_4 J, K J, Na Br, NH_4 Br, K Br, Na Cl, NH_4 Cl, K Cl ergiebt sich noch ausserdem, dass bei demselben Halogen das Natriumsalz weniger Wasser als das Ammoniumsalz und dieses weniger als das Kaliumsalz als Kryohydrat bindet, und dass bei demselben Metall das Jodsalz weniger Wasser bindet als das Bromsalz und dieses weniger als das Chlorsalz.

Ausserdem hat Guthrie das Verhalten gemischter Lösungen beim Abkühlen behandelt und die Wirkung gemischter Salze als Kryogene untersucht. Die folgende Tabelle enthält seine Resultate, wenn er äquivalente Mengen der betreffenden Salze anwandte. Die erste Columne giebt deren Namen, die zweite die Erstarrungspunkte der Kryohydrate der einzelnen Salze, die dritte den beobachteten Enderstarrungspunkt des Gemenges, die vierte endlich die tiefste Temperatur, die man erhält, wenn man die Mischung als Kryogen benutzt. Alle Temperaturen liegen wieder unter 0°.

1		2		3	4
a	b	a	b	a + b	a + b
1) K NO_3	+ Na NO_3	2.6	17.5	17	16.8
2) K Cl	+ Na Cl	11.4	22.0	21	21.8
3) K Cl	+ NH_4 Cl	11.4	15.0	17	18
4) Ba (2 NO_3)	+ Sr (2 NO_3)	0.8	6.0	4.3	5.8
5) Ba Cl_2	+ Sr Cl_2	8.0	17.0	18	16.7
6) $(NH_4)_2$ SO_4	+ Na_2 SO_4	17.0	0.7	7	16
7) 2 K NO_3	+ Na_2 SO_4	2.6	0.7	5	—
8) 2 Na NO_3	+ K_2 SO_4	17.5	1.2	5	—
9) K_2 SO_4	+ 2 Na Cl	1.2	22.0	12.5	—

Diese Tabelle giebt uns zu gleicher Zeit Beispiele für die 3 verschiedenen Arten des Einflusses der gemischten Salze auf die Wirkung ihrer Mischung.

a) Bei 1, 2, 4, 5 scheinen die Salze ohne Einwirkung auf einander zu sein. Das Salz, das bei der niederen Temperatur erstarrt, verhindert das Festwerden des mit ihm vermischten anderen Salzes, das letztere bewirkt dagegen, dass die tiefste Temperatur nicht erreicht wird. Wenn sie dann gemeinsam ein Kryohydrat bilden, so findet die vollständige Erstarrung bei einer Temperatur statt, die ein wenig höher ist, als wenn das schwieriger erstarrende allein ist.

b) Bei 3 und 7 müssen sich Doppelsalze bilden, deren Kryohydrate bei einer niedrigeren Temperatur erstarren, als es diejenigen der sie zusammensetzenden Salze thun.

c) Bei 8 und 9 liegt die Erstarrungstemperatur weit über der des am schwersten erstarrenden Salzes, so dass auch hier wahrscheinlich Doppelsalze auftreten.

Besonders eigenthümlich ist das Verhalten von 6, das als Kryogen eine um 9° niedere Temperatur zeigt, als der Erstarrungspunkt des Kryohydrates ist.

Weitere Untersuchungen galten der Löslichkeit der Salze unter 0°. Es ergab sich beim Abkühlen, dass

1. Bei allen Lösungen, die weniger Salz als das Kryohydrat enthalten, sich Eis abscheidet, und zwar bei um so tieferen Temperaturen, je concentrirter die Lösung ist.

2. Bei allen Lösungen von einem bestimmten Procentgehalte an, nämlich dem des Kryohydrates, scheidet sich eine bestimmte Verbindung von Wasser und Salz ab, es ist also diese Lösung geschmolzenes Kryohydrat und sie erstarrt als Ganzes.

3. Lösungen, die concentrirter als das Kryohydrat sind, scheiden beim Abkühlen unter 0° wasserfreies Salz oder ein Hydrat ab, das mehr Salz enthält als das Kryohydrat.

Sowohl im ersten wie im dritten Falle wird das Endresultat der Abkühlung das Kryohydrat sein.

Man kann eine Salzlösung unter 0°, die concentrirter ist als das Kryohydrat, auffassen als eine Lösung des wasserfreien Salzes im Kryohydrat, eine Lösung, die verdünnter ist, als eine Lösung von Eis im Kryohydrat.

Wie ein gegebenes Gewicht Wasser um so mehr Salz auflöst, je höher die Temperatur, so löst auch eine gegebene Menge des Kryohydrates um so mehr Eis, je höher die Temperatur. Je verdünnter eine gegebene Menge Salzlösung ist, um so kleiner ist auch die Menge des vorhandenen Kryohydrates, bei um so höheren Temperaturen scheidet sie schon Eis aus. Je concentirter auf der anderen Seite eine Salzlösung ist, wenn sie nur concentrirter ist als das Kryohydrat, bei um so höheren Temperaturen scheidet sich bereits das wasserfreie Salz oder ein höheres Hydrat aus; eine Erscheinung, die sich auch ganz continuirlich über 0^0 fortsetzt. (Diese Lösung von Eis in Salzlösung und Salz in Wasser entspricht der Lösung von Wasser in Aether und Aether in Wasser.)

Aus der obigen Betrachtung ergiebt sich, dass bei jeder Temperatur unter 0^0 zwei Grenz-Lösungsverhältnisse vorhanden sein müssen. Bei dem Einen ist der Grenzwerth bestimmt durch die Menge Eis, bei dem Andern durch die Menge wasserfreien Salzes, die das Kryohydrat zu lösen vermag. Construiren wir demnach Curven, die die Temperatur der Sättigung als Funktion des Salzgehaltes darstellen, und nehmen als Abscissen den Gehalt an wasserfreiem Salz, als Ordinaten die Temperaturen, so werden diese Curven bei 0^0 und einer Concentration 0 anfangend sich einem Minimum nähern, das bei der Erstarrungstemperatur des Kryohydrates eintritt, um dann wieder aufsteigend in die gewöhnlichen Löslichkeitscurven überzugehen.

Dass bei den Messungen, die durch allmähliches Abkühlen bis zum Beginne der Ausscheidung einer festen Substanz, sei es Eis, sei es Salz, angestellt wurden, das Ueberfrieren auf das sorgfältigste vermieden wurde, braucht kaum hervorgehoben zu werden.

Die Beobachtungen erstrecken sich über $Na\,Cl$; $NH_4\,Cl$; $H\,Cl$; $K\,NO_3$; $NH_4\,NO_3$; $Ag\,NO_3$; $Ca\,Cl_2$; $C_2\,H_6O$; $K\,Br$; $Mg\,SO_4$; $(NH_4)_2\,SO_4$; $K\,J$; $Na_2H\,PO_4$; $Ba\,(NO_3)_2$; $Fe\,SO_4$; $Pb\,(NO_3)_2$; $Sr\,(NO_3)_2$; $Ba\,Cl_2$; $Ca\,(NO_3)_2$; $Na\,NO_3$; $Na\,C_2\,H_3\,O_2$; $K\,C_2\,H_3\,O_2$; Rohrzucker, Glycerin und Weinsteinsäure.

Wegen des Ganges der Curven, die die Löslichkeitsverhältnisse darstellen, müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen; alle besitzen, mit Ausnahme des KJ, Alkohols und HCl in ihrem linken Theile, der der Lösung von Eis in Kryohydrat entspricht, einen Inflexionspunkt. Ob bei den erwähnten drei derselbe in der That fehlt, ist fraglich. Auch der zweite Theil der Curve, der der Lösung von Salz in dem Kryohydrate entspricht, scheint einen Inflexionspunkt zu besitzen. Allgemein zeigt sich, dass die Curve weniger steil zum Gefrierpunkte des Kryohydrates abfällt, als sie von dort wieder ansteigt.

Einige Versuche wurden auch mit Gemengen verschiedener Salze angestellt.

Guthrie vergleicht das Ausscheiden des Eises aus einer Kryohydratlösung passend mit dem Entweichen des Dampfes aus einer Salzlösung und die Mengen des ausgeschiedenen Eises mit der Spannkraft des Wasserdampfes über einer Salzlösung.

Auch für Alkohol und für Aether (?) gelang es, Kryohydrate zu finden, und zwar ist bei dem Alkohol der Erstarrungspunkt des betreffenden Hydrates $C_2H_6O + 4H_2O$ -34^0.

Das Dichtigkeits-Maximum des Wassers bei 4^0 erklärt Guthrie aus einer Auflösung von Eis in Wasser; es soll sich nämlich bereits bei 4^0 Eis bilden, das im Wasser sich löst, und wir erhalten so eine Lösung, die unter 4^0 erstarrt. Bei 0^0 erstarren dann Wasser und Eis zusammen.

Im Anschluss an die Salze hat Guthrie auch noch die Colloide untersucht und erinnert zunächst an eine Reihe von Eigenschaften derselben und an ihre Unterschiede gegenüber den Krystalloiden: dass, wenn sie sich überhaupt mit Wasser mischen, sie es in jedem Verhältnisse thun, dass also nicht ein Colloid ein anderes aus seiner wässrigen Lösung fällt, und dass sie sich demnach zu Wasser wie zwei Gase zu einander verhalten. Einige bilden Gallerten (Gelatine), andere nicht (Gummi arabicum). Guthrie fasst eine wässrige Gallerte auf als eine Zusammenhäufung von sehr kleinen Zellen eines festen Colloides, die flüssiges Wasser umhüllen. In der wässrigen Lösung

des Colloides bilden die einzelnen colloiden Theilchen nicht geschlossene Zellen und widerstehen daher auch nicht äusseren Formänderungen; auch brauchen sie sich nicht gegenseitig zu berühren. Die Zähigkeit einer solchen Masse ist durch die Reibung zwischen ihren festen und flüssigen Theilen bedingt. Die Elasticität der Gallerte entspricht der der einzelnen Zellwandungen. Ein Bild einer Gallerte geben aneinandergepresste kleine Kautschukkugeln, die mit Wasser gefüllt sind. Seifenschaum dürfte eine Gallerte höherer Ordnung darstellen, indem statt der festen Zellwandungen flüssige auftreten, die selbst wieder nicht eine Flüssigkeit, sondern ein Gas umschliessen. Wie die Seifenblasen beim Erhitzen und Umrühren zusammenfallen, so denkt sich Guthrie, dass auch beim Erhitzen und Umrühren einer gewöhnlichen Gallerte die festen Zellwandungen zerrissen werden und so für die zusammenfliessende Flüssigkeit die gewöhnlichen hydrostatischen Gesetze gelten. Lässt man die Flüssigkeit erkalten, so bilden sich wieder ähnliche Zellen aus; bei oft wiederholtem Erhitzen werden aber die Zellen so sehr zerrissen, dass sie sich nicht wieder herstellen können.

Die Versuche Guthrie's erstreckten sich zunächst auf Gummi arabicum.

Bei 1, 5, 10, 20, 25, 30 %igen Lösungen scheidet sich beim Abkühlen Eis bei 0° ab, bei der schon sehr zähen Lösung von 35 % beginnt das Erstarren ebenso bei 0° und ist bei —0.5° vollkommen vollendet. Bei einer 45 %igen Lösung ist die ganze Masse bei —1.2° fest und dürfte diese erniedrigte Gefriertemperatur durch eine Ueberschmelzung bedingt sein, wofür auch spricht, dass Gummi und Eis in irgend welchem Verhältnisse gemischt stets 0° ergeben, so dass sich hier kein Kryohydrat bildet. Wasser und gepulverter Gummi gemischt ergaben eine kleine Temperaturerhöhung.

Der obigen Beobachtung über den Gefrierpunkt entspricht es, dass eine Gummilösung von 20 % bei 100° siedet. Bei einer 40 %igen, die in kochendes Wasser eingetaucht wird, tritt das Sieden schon bei 98° ein.

Versuche mit Eiweis gaben beim Gefrieren ganz ähnliche Resultate, ebenso mit Gelatine. Bei concentrirten Lösungen der letzteren ist auch der Siedepunkt bedeutend niedriger als 100° (bei einer 50 %igen Lösung 97.5°).

Ein Gemenge von 20 % Gelatine, 20 % Gummi und 60 % Wasser fror bei 0° und siedete bei 97.7° C.

Die Erniedrigung des Siedepunktes vergleicht Guthrie mit der Erniedrigung des Schmelzpunktes eines Gemisches zweier Metalle.

Sind zwei Metalle einander in chemischer Beziehung ähnlich, so ist ihre Verwandtschaft gering, sie mischen sich nur durch Diffusion und lösen einander gegenseitig. Mischen wir Natrium mit Natrium, so löst das eine Natrium das andere. Die Adhäsion, die wir wirken lassen, ist genau gleich der Cohäsion, die sie ersetzen soll. Die resultirende Masse ist identisch mit ihren Bestandtheilen. Mischen wir aber Natrium und Kalium, so verringern wir durch die Diffusion der Metalle in einander ihre Cohäsion und die neu auftretende Adhäsion kann den Verlust nicht decken; aus zwei festen Körpern entsteht eine Flüssigkeit. Ganz analog ist auch die Erscheinung, dass in einem Gemisch von gegen einander indifferenten Flüssigkeiten der Siedepunkt erniedrigt wird; so siedet ein Gemisch von Butyl- und Amylalkohol bei niederer Temperatur als der reine Butylalkohol, ebenso wasserhaltiger Aether niedriger als wasserfreier. Es ist gleichsam ein Theil der Arbeit, die die Wärme bei der Trennung der Theilchen beim Sieden leisten muss, schon durch das Beimischen des zweiten Körpers gethan. Man kann sich auch den neutralen beigemengten Körper als eine Reihe von Rauhigkeiten vorstellen und sich daran erinnern, dass beim Eindampfen verschiedener Salzlösungen im Wasserbade sich oft Dampfblasen unter der Salzhaut bilden, während die klare Lösung desselben Salzes erst mehrere Grade über 100° siedet.

Vielleicht hängt die Temperaturerhöhung beim Mischen eines Colloides mit Wasser zusammen mit dem Herabdrücken des Siedepunktes.

Bei der Ausscheidung des Eises aus colloiden Substanzen werden zeitweise die der Kältequelle nahe liegenden Eistheilchen unter 0° abgekühlt, sie erwärmen sich dann aber beim Umrühren mit der übrigen Lösung auf 0° und verwandeln einen andern Theil des Wassers dabei in Eis. Zuletzt liegen die Eispartikeln und colloiden Theilchen ganz unabhängig neben einander, wie wenn sie in Pulverform zusammengemengt wären.

E. W.

II. ***J. D. Van der Waals.***[1] ***Ueber den Uebergangszustand zwischen Gas und Flüssigkeit*** (Doctordissertation. p. 1—127. Leiden. A. W. Sijthoff. 1873. (Referat unter Mitwirkung des Verfassers).

Der Verfasser zeigt zunächst, wie die Annahme abstossender Kräfte zwischen den Molekülen der Gase, die wir uns als ruhend denken, nicht den Druck auf die Gefässwände erklären kann. Es kühlen sich nämlich die Gase ab, wenn sie sich ohne Arbeit zu leisten ausdehnen. Wären aber abstossende Kräfte vorhanden, so würden bei der Ausdehnung die Moleküle von Orten grösseren zu solchen kleineren Potentiales übergehen und es müsste sich das Gas erwärmen. Eine ähnliche Schlussfolgerung gilt auch für flüssige und feste Körper. Wir müssen daher zur Erklärung des Druckes annehmen, dass die einzelnen Gasmoleküle in lebhafter Bewegung sind, sich aber in nicht molekularen Entfernungen anziehen. Die Uebertragung der Bewegung wird durch einen elastischen Stoss stattfinden, wie dies auch die ältere Maxwell'sche Theorie annimmt.

[1]) Eine Reihe der von Herrn Van der Waals in der obigen Arbeit entwickelten Resultate ist später von Clausius, Stefan und anderen unabhängig von ihm von Neuem gefunden worden; das holländische Original ist wohl leider nur wenig bekannt geworden.

Der Verfasser leitet ganz ähnlich wie Clausius, für ein System materieller Punkte die Gleichung

$$\Sigma \tfrac{1}{2} m V^2 = \tfrac{1}{2} \Sigma r.f + \tfrac{3}{2} Nv$$

aus der Gleichung $\Sigma \frac{1}{2} m V^2 = -\Sigma Xx + Yy + Zz$ ab; dabei ist V die Geschwindigkeit der einzelnen Moleküle, deren Masse m ist, f ist die der Entfernung r entsprechende Kraft, N ist der Druck in Kilogrammen auf den Quadratmeter und v das Volumen. Wir nehmen an:

I. Dass keine inneren Kräfte vorhanden sind, dann wird $\Sigma r.f = 0$ und es bleibt $\Sigma \frac{1}{2} m V^2 = \frac{3}{2} Nv$. Oder $V_1^2 = 3 \frac{Ng}{\delta_0} (1 + \alpha t)$, wo V_1^2 den Mittelwerth der Geschwindigkeitsquadrate, α eine von der Wahl der Temperaturskala abhängige Constante, t die Temperatur und δ_0 die Dichte bei 0^0 angiebt.

II. Es sei kein äusserer Druck vorhanden, wie wir dies näherungsweise bei Flüssigkeiten annehmen können, dann fällt in der Gleichung

$$\Sigma \tfrac{1}{2} m V^2 = -\tfrac{1}{2} \Sigma (Xx + Yy + Zz)$$

für alle Moleküle mit Ausnahme der in molekularer Entfernung von der Oberfläche gelegenen $\Sigma (Xx + Yy + Zz)$ fort, da sich die Componenten X, Y, Z der von allen Theilchen auf eines derselben ausgeübten Kräfte fortheben.

Wir brauchen also diesen Ausdruck nur für die Oberflächenschicht zu betrachten.

Die Molekularkraft, die auf diese Schicht von den inneren Theilchen ausgeübt wird, steht senkrecht auf derselben, und da wir bei ihrer kleinen Dicke alle Kräfte an die Oberfläche verschoben denken können, so ist auch hier, wenn N_1 den von den Molekularkräften herrührenden Druck auf den □Meter bezeichnet und v das Volumen ist,

$$\Sigma \tfrac{1}{2} m V^2 = \tfrac{3}{2} N_1 v.$$

Statt die Kräfte alle an die Oberfläche zu verschieben, können wir auch die Oberflächenschicht in eine Reihe paralleler Schichten zerlegen. Auf diese mögen dann je die nor-

malen Kräfte N_n wirken und es sei v_n das gesammte von den einzelnen Flächen eingeschlossene Volumen, dann ist

$$\Sigma \tfrac{1}{2} m\, V^2 = \tfrac{3}{2} \sum_1^n N_n\, v_n.$$

Doch genügt meist die erste Form. Haben wir sowohl innere wie äussere Kräfte, wie dies bei stark verdichteten Dämpfen oder Gasen der Fall ist, so wird

$$\Sigma \tfrac{1}{2} m V^2 = \tfrac{3}{2} (N + N_1)\, v,$$

v ist das Volumen, N der äussere, N_1 der Molekulardruck. Setzen wir, wie gewöhnlich, $\Sigma \frac{1}{2} m V^2 = R(1 + \alpha t)$ und tragen als Abscissen v, als Ordinaten $N + N^1$ auf, so erhalten wir für ein constantes t die Isotherme. R ist eine durch die Wahl der Einheiten für Druck und Volumen bestimmte Constante.

Eine weitere Betrachtung über Moleküle, deren jedes aus mehreren Punkten, Atomen, besteht, ergiebt dem Verfasser, dass die obige Gleichung auch dann noch gilt, wenn wir mit $\Sigma \frac{1}{2} m V^2$ nur die lebendige Kraft der progressiven nicht der ganzen Bewegung bezeichnen, wie dies auch nach Clausius' Untersuchungen zu erwarten war.

Wir denken uns jetzt die bewegten Punkte durch ausgedehnte Moleküle ersetzt. Es erfährt dadurch der Werth von $N + N_1$ Aenderungen.

Der Druck eines Gases gegen eine Wand ist gegeben durch die Zahl der Stösse, die sie von den Molekülen in der Zeiteinheit erfährt, und deren Zahl umgekehrt proportional der mittleren Weglänge l_1 ist. Wären die Moleküle nur in die Breite ausgedehnt und ist n ihre Zahl in der Volumeneinheit, s ihr Durchmesser, λ ihr mittlerer Abstand, so wäre bekanntlich $l_1 = \frac{\lambda^3}{\frac{1}{3}\pi s^2}$. Da sie aber nach allen Dimensionen ausgedehnt sind, so nähern sie sich nur soweit, dass ihre Mittelpunkte um s von einander abstehen, sie werden also, wenn alle Stösse central erfolgen nicht die ganze Strecke l_1, sondern nur eine Strecke $l_2 = l_1 - s = \frac{v - b}{2\,b} s$ zurücklegen, so dass $\frac{l_2}{l_1} = \frac{l_1 - s}{l_1} = \frac{v - 8\,b_1}{v}$ wo b_1 das von den Molekülen eingenommene Volumen be-

zeichnet. Es finden aber nicht alle Stösse central statt, sondern sie vertheilen sich für parallel fortschreitende Moleküle auf verschiedene Punkte der Oberfläche des gestossenen Moleküles, das wir uns kugelförmig vorstellen. Berücksichtigen wir dies, so tritt an Stelle von $8\,b_1$ $4\,b_1$ und wir erhalten also einen Druck, der $\frac{v - 4\,b_1}{v}$ kleiner ist, als derjenige, der aufträte, wenn alle Moleküle mathematische Punkte wären.[1])

Setzen wir $4\,b_1 = b$, so wird

$$\Sigma \tfrac{1}{2} m V^2 = \tfrac{3}{2} (N^1 + N_1{}^1)(v - b)$$

denn die Zahl der Stösse wird $\frac{v}{v - b}$ mal grösser sein. Es muss der wirkliche Druck $N^1 + N_1{}^1$ $\frac{v}{v - b}$ mal grösser sein, als der berechnete $N + N_1$, so dass

$$N^1 + N_1{}^1 = \frac{v}{v - b} (N + N_1).$$

Diese Gleichung gilt übrigens nur bis zu einem Grenzwerthe des Volumens, bei dem $v = 8\,b_1$ ist, denn sinkt v unter diese Grösse, so finden gar keine centralen Stösse mehr statt, wodurch die obige Betrachtung ihre Gültigkeit verliert.

Es möge für irgend einen Körper N^1 den äusseren Druck bezeichnen. Die Grösse $N_1{}^1$, d. h. der Molekulardruck ist dem Quadrate der Dichte proportional, da es eine Kraft ist, die von der Flüssigkeit auf sich selbst ausgeübt wird; es wird also, wenn wir stets dieselbe Menge Materie behalten, dem Quadrate des Volumens umgekehrt proportional sein und durch $\frac{a}{v^2}$ ausgedrücktwerden können, wenn a eine Constante ist, deren absolute Grösse von der Wahl der Einheiten für Druck und Volumen abhängt. Dass auch für Moleküle, die sich bewegen, der Molekular-

---

[1]) Clausius hat den Werth von $\frac{l_2}{l_1} = \frac{v - 8\,b}{v}$ gegeben. Van der Waals wird in einer späteren Arbeit den obigen Ausdruck noch genauer behandeln.

druck proportional dem Quadrate der Dichte ist, hat Van der Waals noch besonders nachgewiesen, so dass allgemein

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \Sigma \tfrac{1}{3} m V^2 = R\,(1 + \alpha t).$$

a ist jedenfalls unabhängig von der Temperatur, da die Anziehung unabhängig von derselben ist; dagegen könnte das durch das Volumen der Moleküle bestimmte b sich mit der Temperatur ändern. Van der Waals vernachlässigt diese Aenderung als erste Annäherung, obgleich die Reibung der Gase zeigt, dass die Molekulardurchmesser mit wachsender Temperatur abnehmen.

Untersuchen wir nach der obigen Gleichung die Zustandsänderungen! Zunächst sei das Volumen v constant, und bei zwei Temperaturen t^0 und 0^0 die Drucke p und p_0, dann ist

$$\frac{p - p_0}{p_0} = \left(1 + \frac{a}{p_0 v^2}\right) \alpha t \text{ und}$$

$$\frac{p - p_0}{p_0 t} = \left(1 + \frac{a}{p_0 v^2}\right) \alpha = \alpha_p.$$

α_p ist der sogenannte Spannungscoefficient oder die Aenderung des Druckes mit der Temperatureinheit, wenn wir den Druck bei 0^0 gleich 1 setzen. Er ist unabhängig von der Temperatur. Wie der Verfasser zeigt, widerspricht, auch schweflige Säure diesem Gesetze nicht, sobald man die Vergleichung der Beobachtung mit der Theorie erst von 100^0 an anstellt, wo alles auf den Wänden condensirte Gas sich losgelöst hat. Dagegen ändert er sich mit der Dichte, d. h. dem Druck. Regnault findet in der That für einen Druck von 3.655 Meter Quecksilber $\alpha_p = 0.0037091$, von 1.678 Meter 0.003676, sodass also α_p, wie es auch die Formel verlangt, mit steigendem Druck zunimmt. Ferner ist der Spannungscoefficient grösser als α sobald a einen merklichen Werth besitzt, was bei allen Gasen, mit Ausnahme des Wasserstoffs, der Fall ist. Doch ist nicht durch α der Ausdehnungscoefficient α_v bezeichnet, da auch dieser mit Druck und Temperatur sich ändert; meist ist $\alpha_v > \alpha_p$. Bei Luft sind sie fast gleich. Aus den

Regnault'schen Versuchen ergiebt sich bei Luft für die Constante a im Durchschnitt 0.0037, wenn man den Druck einer einen Meter hohen Quecksilbersäule = 1, und das bei diesem Druck von einem Kilogramm des betreffenden Gases eingenommene Volumen = 1 setzt.

Zusammendrückbarkeit der Gase. Wir nehmen die Temperatur als constant und gleich 0° an und lösen unsere allgemeine Gleichung auf, indem wir für R seinen Werth $(1 + a)(1 - b)$ setzen, wie er sich aus ihr ergiebt, wenn $t = o$, $p = v = 1$. Dann wird

$$pv = (1 + a)(1 - b)(1 + \alpha t) - \frac{a}{v} + \frac{ab}{v^2} + bp.$$

Regnault hatte die empirische Formel

$$pv = 1 + A + B - \frac{A + 2B}{v} + \frac{B}{v^2} \text{ aufgestellt.}$$

Bei kleinen Drucken kann man p gleich $\frac{1}{v}$ setzen, so dass $A + 2B = a - b$ und nach den Regnault'schen Angaben gleich 0.0011 wird, daraus folgt $b = 0.0026$. (In Betreff der Begründung der Abweichungen der Beobachtungsresultate von den Formeln müssen wir auf die Originalabhandlung verweisen.)

Für den Wasserstoff ergiebt sich aus den Spannungscoefficienten $a = 0$, daraus folgt für $b = 0.00069$, d. h. es ist das Molekularvolumen von Luft etwa 3.77 mal grösser als das von Wasserstoff. Für die Kohlensäure ergiebt sich $a = 0.0111$; $b = 0.003$, so dass hier das Molekularvolumen 4.3 mal grösser ist als beim Wasserstoff.[1])

Die Bestimmungen des Ausdehnungscoefficienten und seine Abhängigkeit von Druck und Temperatur können einen Prüfstein für die Richtigkeit der Theorie geben, und wird dieselbe dadurch vollkommen bestätigt. Van der Waals hat alle Versuche von Regnault und ihre Abweichungen vom Mariotte-Gay Lusac'schen Gesetze erklärt und gezeigt, dass die aus seiner allgemeinen Zustandsgleichung

---

[1]) Reibungsversuche ergeben das Molekularvolumen der Luft 2.8, der Kohlensäure 4.5 mal grösser als das des Wasserstoffes, für Kohlensäure ist daher eine sehr gute Uebereinstimmung vorhanden.

Der Referent.

(pg. 14) abgeleiteten Formeln die empirisch gefundenen Zahlen vollständig wiedergeben.

Zu beachten ist, dass der Ausdehnungscoefficient eine mit der Temperatur abnehmende Grösse ist, dass also Luftthermometer, bei denen Aenderungen der Volumina gemessen werden, nicht brauchbare Resultate geben können; während dies bei solchen, bei denen Druckänderungen bei constantem Volumen beobachtet werden, nicht der Fall ist.

Eine äusserst wichtige Anwendung seiner Theorie hat Van der Waals auf die Versuche von Andrews über die Compression der Kohlensäure gemacht.

Zur bequemeren Vergleichung mit den Andrews'schen Versuchen führt der Verf. in seine Formel neue Einheiten ein, und zwar als Einheit des Druckes den Atmosphärendruck statt des Druckes einer Quecksilbersäule von 1 Meter. Dann wird a, das dem Quadrat der Dichte proportional ist, statt 0.0115 gleich 0.00874 und an Stelle von b tritt 0.0023, so dass die frühere Gleichung übergeht in

$$\left(p + \frac{0.00874}{v^2}\right)(v - 0.0023) = 1.00646\,(1 + \alpha t).$$

v und p sind durch die Andrews'schen Bestimmungen gegeben. Das aus den Regnault'schen Versuchen berechnete $a = 0.00874$ wurde als richtig angenommen, daraus $\frac{a}{v^2}$ berechnet dann ergab sich $v - b$ und endlich b.

Für b ergiebt sich, dass es bei derselben Temperatur nahezu für alle Werthe von v, die grösser als etwa $2\,b$ sind, constant bleibt, mit der Temperatur aber langsam wächst.

Um diese Aenderungen zu erklären, muss die Theorie erst weiter ausgebaut werden; dass bei Volumen, die kleiner als $2\,b$ sind, der Werth von b abnimmt, war, da dann nicht mehr centrale Stösse erfolgen können, vorauszusehen. Im Ganzen ist aber die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung derart, dass der von Van der Waals zur Erklärung eingeschlagene Weg als der richtige angesehen werden dürfte.

Die allgemeine Zustandsgleichung ist:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = (1 + a)(1 - b)(1 + \alpha t).$$

Hieraus erhalten wir, wenn wir t constant setzen, für die Isotherme eine Gleichung dritten Grades in v und p; für $b = a = 0$ ergiebt sich die gewöhnliche Gleichung einer gleichseitigen Hyperbel.

Die obige Gleichung kann entweder eine oder drei reelle Wurzeln besitzen, denen bestimmte Zustände des Körpers entsprechen. Wir kennen den Körper aber nur in zwei Zuständen, dem flüssigen und gasförmigen, da der feste vollkommen von der Betrachtung ausgeschlossen ist. Für den dritten Zustand ergiebt sich aus der Gleichung, dass er labil ist, da dem betreffenden Werthe von v, ein positiver Werth von $\frac{dp}{dv}$ entspricht, so dass also mit zunehmendem Druck das Volumen zunimmt (cf Maxwell Theory of heat. pag. 125).

Aus der obigen Gleichung leitet dann Van der Waals auch die kritische Temperatur ab, oberhalb deren der Körper nur als Gas existiren kann. Er bestimmt die Volumina, zwischen denen unmögliche Volumina auftreten, d. h. wo $\frac{dp}{dv}$ positiv ist. Mit steigender Temperatur rücken diese Gränzvolumina immer näher und fallen endlich zusammen, und wir erhalten die kritische Temperatur, bei der nur ein Volumen möglich ist, aus der Gleichung für den Fall, dass sie drei gleiche reelle Wurzeln besitzt; dies tritt ein, sobald

$$p = \frac{a}{27 b^2} \text{ und } (1 + \alpha t) = \frac{8}{27} \frac{a}{1 + a} \frac{1}{b(1 - b)},$$

wo $v = 3b$ gleich dem kritischen Volumen ist.

Die letzte Gleichung bestimmt die kritische Temperatur, die erste den sogenannten kritischen Druck, d. h. den Druck, bei dem bei der kritischen Temperatur sich das Gas zu condensiren beginnt. Bei diesem Druck und dieser Temperatur verläuft die Isotherme parallel der Abscissenaxe. Aus der kritischen Temperatur und dem

kritischen Druck lassen sich auch die Constanten a und b ableiten.

Aus Versuchen von Cailletet über die Compressibilität der Luft hat Van der Waals für diese eine kritische Temperatur von -158^0 und einen kritischen Druck von 14.5 Atmosphären berechnet. Ehe wir demnach nicht Temperaturen von -158^0 erzeugen können, werden wir die Luft nicht in eine Flüssigkeit verwandeln können.

In dem folgenden Theile der Arbeit wendet sich der Verf. zu der bisher noch nie streng versuchten Aufgabe, die Constante K der Capillaritätstheorie zu berechnen. Es ist dies die Kraft mit der ein ebenes Oberflächenelement von der Grösse Eins, in Folge der Molekularkräfte nach innen gezogen wird; es entspricht diese Grösse unserem $\frac{a}{v^2}$.

Aus den Versuchen von Cagniard de La Tour über die Verwandlung von Aether, Alkohol und Schwefelkohlenstoff in Gas in fast vollkommen von den Flüssigkeiten erfüllten Räumen lässt sich die Grösse a und v bestimmen, und daraus ergeben sich die im Folgenden mit der Constante H, durch die der Einfluss der Oberflächenkrümmung auf die Spannung bedingt ist, zusammengestellten Grössen K.

	K	H
Aether	1300 Atm.	3.7 Milligr. Millim.
Alkohol	2100 „	5.0 „ „
Schwefelkohlenstoff	2900 „	6.6 „ „

Nach der Theorie von Laplace sind die Grössen H und K gegeben durch

$$H = \int_0^\infty x \psi(x)\, dx \qquad K = \int_0^\infty \psi(x)\, dx$$

wo $\psi(x)$ die Kraft darstellt, die zwei Moleküle in der Entfernung x auf einander ausüben. $x\psi(x)$ können wir demnach als ein Moment auffassen. Wir wissen, dass $\psi(x)$ sehr schnell mit der Entfernung abnimmt und für $x = \varrho$, wenn ϱ gleich dem Wirkungsradius ist, gleich Null wird.

Bezeichnen wir mit x_1 einen zwischen 0 und ϱ gelegenen mittleren Werth von x, der ein Bruchtheil von ϱ ist, so ist

$$\int_0^\infty x\,\psi(x)\,dx = x_1\int_0^\infty \psi(x)\,dx = x_1\,K,$$

sodass $H = x_1\,K$.

Für x_1 erhalten wir demnach beim Aether 29×10^{-8} Mm., Alkohol 25×10^{-8} Mm., CS_2 23×10^{-8} Mm.

ϱ wird einige Male grösser sein, doch scheint Van der Waals der von Quincke gefundene Werth 0.0005 Mm. zu gross; es würde ja dann derselbe auch weit grösser, als die mittlere Weglänge l sein. —

Wir fanden früher $l = \frac{v-b}{2b} \cdot s$.

Für einige Körper, so für Luft, kennen wir l, v und b und können daraus s, d. h. den Molekulardurchmesser, in absolutem Maasse finden. Nehmen wir $l = 0.00007$ Mm. an, so ergiebt sich

$$s = 0.00000028 \text{ Millimeter.}$$

Das Volumen eines Moleküles Luft, das wir uns kugelförmig vorstellen, ist also $\frac{1}{6}\pi \cdot 0.000\,00028^3$ Kubikmillimeter. Der Bruchtheil des Volumens eines Kubikmillimeters, der durch Moleküle erfüllt ist, ist $= \frac{0.001976}{4} = 0.000\,494$ Kubikmillim. Dividiren wir diese Grösse durch das Volumen eines Moleküles, so finden wir die Zahl der Moleküle $= 51 \times 10^{16}$ im Kubikmillim. Der mittlere Abstand der einzelnen Luftmoleküle ergiebt sich zu 0.0000025 Millimeter. Daraus folgt nach dem Avogadro'schen Gesetze, dass das Gewicht eines Atomes Wasserstoff 10^{-21} Milligramme beträgt.

Wenden wir die obige Theorie auf die Versuche von Joule und Thomson an, nach denen bei der Ausdehnung der Gase ohne Arbeitsleistung Wärme verbraucht wird!

Lassen wir ein Volumen v sich bis zu einem Volumen v_1 ausdehnen, ohne einen äusseren Druck zu überwinden, so ist die innere Arbeit:

$$\int_v^{v_1} \frac{a}{v^2} dv = a\left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_1}\right).$$

Für die Joule'schen Versuche ergiebt sich die geleistete äussere Arbeit

$$pv - p_1 v_1 = -(1+a)(1-b)\alpha(t_1 - t) + \left(\frac{a}{1+\alpha t} - b\right)(p_1 - p)$$

wo p, v, t, p_1, v_1, t_1 Druck, Volumen und Temperatur vor und nach dem Versuche sind, wenn man als Einheit von Druck und Volumen den Atmosphärendruck und das Volumen der Gewichtseinheit Luft beim Atmosphärendruck wählt. Ist keine äussere Arbeit geleistet worden, so erhält man, wenn man die specifische Wärme bei constantem Volumen c_1 einführt und Alles auf Arbeitseinheiten reducirt

$$\left(424\, c_1 + 799.2(1+a)(1-b)\alpha\right)(t_1 - t) = \left(\frac{2a}{1+\alpha t} - b\right)799.2(p_1 - p)$$

Setzen wir für a und b die Werthe, wie wir sie früher für Luft gefunden, und für den Faktor von $(t_1 - t)$ die Grösse $c.424$, wo c die specifische Wärme bei constantem Druck ist, so erhalten wir für $t = 17^0$ Celsius

$$t_1 - t = 0.265\,(p_1 - p),$$

während sich aus den Versuchen

$$t_1 - t = 0.2592\,(p_1 - p)$$

ergiebt.

Für höhere Temperaturen muss der Faktor von $p_1 - p$ kleiner werden; so ergiebt er sich für $t = 90^0$ zu 0.18, während Joule ihn zu 0.206 findet; eine ähnliche Uebereinstimmung ergiebt sich, wenn man die für verschiedene Gase experimentell und theoretisch gefundenen Werthe vergleicht.

Für die adiabatische Curve ergiebt sich endlich:

$$(v - b v_0)^{\frac{c}{c_1}} \left(p + a p_0 \frac{v_0^2}{v^2}\right) = \text{Const.},$$

eine Gleichung, die für $a = b = 0$ in die Poisson'sche übergeht.

Zum Schluss stellt der Verfasser noch eine Gleichung für die Spannung der gesättigten Dämpfe auf.

Wegen dieser und der vielen interessanten Einzelheiten müssen wir aber auf die Originalabhandlung verweisen, die leider zu lang ist, um sie in extenso wiederzugeben.

Zum Schluss sei noch bemerkt, dass die obigen Resultate nur gelten, wenn die Moleküle ungeändert bleiben.

E. W.

III. **T. Andrews.** ***Vorläufige Notiz über weitere Untersuchungen über die physikalischen Eigenschaften der Materie im flüssigen und gasförmigen Zustande bei verschiedenen Temperaturen*** [1]) (Phil. Mag. (5) I. pag. 78—84).

T. Andrews. ***Ueber den gasigen Zustand der Materie*** (Proc. Roy. Soc. XXIV. 455—459. [27. Apr. 1876]).

Der in der ersten Arbeit (s. Anmerkung) beschriebene und dort abgebildete Apparat wurde auch bei diesen neuen Versuchen benutzt. Nur tauchen die unteren Enden der das Gas enthaltenden Glasröhren in kleine mit Quecksilber gefüllte Gefässe, die auf Leisten im Innern des Apparates stehen. Es wird hierdurch eine genauere Bestimmung des Anfangsvolumens ermöglicht. Die zum Dichten benutzten

[1]) Wir theilen diese experimentelle Arbeit im Anschluss an die theoretische von Van der Waals mit, zumal die ersten Untersuchungen von Andrews bereits in den Annalen Ergbd. V, p. 64—87. 1871 erschienen sind.

Lederscheiben wurden im luftleeren Raume mit geschmolzenem Speck getränkt und so die Poren des Leders von Luft ohne Anwendung von Wasser befreit. Die Dichtung bewährte sich stets vollkommen, so lange die Lederscheiben nur mit Wasser in Berührung kamen.

Die Drucke sind noch immer wie früher durch die Compression von Wasserstoff oder Luft in einer besonderen Glasröhre bestimmt; doch hofft Andrews, dieselben später auf Quecksilberdrucke reduciren zu können.

Die Versuche erstrecken sich auf Kohlensäure, die entweder rein oder mit Stickstoff gemischt war.

1) Die folgenden Zahlen geben die bei einer Reihe äusserst sorgfältig ausgeführter Versuche gefundenen Drucke, bei denen die Kohlensäure sich bei den in der ersten Columne angegebenen Temperaturen zu condensiren begann.

Temperatur:	Druck in Atmosphären:
0	35.04
5.45	40.44
11.45	47.04
16.92	53.77
22.22	61.13
25.39	65.78
28.30	70.39

Die früher bei 13°09 und 21°616 gefundenen Resultate stimmen mit den eben angeführten vollkommen überein. Andererseits sind die betreffenden Drucke niedriger als die von Regnault gefundenen. Der letztere bestimmte den Druck, den eine in einem Thilorier'schen Reservoir aufbewahrte grössere Menge flüssiger Kohlensäure ausübt; wie Andrews aber nachgewiesen, erhält man bei diesem Verfahren zu grosse Zahlen, da geringe Verunreinigungen der Kohlensäure durch Luft sich hierbei niemals vermeiden lassen und von dem allergrössten Einflusse sind.

Ferner hat Andrews gezeigt, dass der Ausdehnungscoefficient der Kohlensäure α bei constantem Druck, sowohl von der Temperatur als vom Drucke p abhängig ist,

und es enthalten die folgenden Tabellen die gefundenen Resultate.

In der ersten Tabelle beziehen sich die Werthe von α auf die Einheit des Volumens bei 0° und dem Drucke einer Atmosphäre; in der zweiten auf die Einheit des Volumens bei 64° und dem Drucke einer Atmosphäre.

I.

p	α (0 — 7°.5)	α (0—64°)	α (64—100°)
17.09 Atm.	—	0.005136	0.004747
20.10	0.00607	0.005533	0.004958
22.26	—	0.005811	0.005223
24.81	0.00700	0.006204	0.005435
27.69	0.00782	0.006737	0.005730
31.06	0.00895	0.007429	0.006169
34.49	0.01097	0.008450	0.006574

II.

p	α (64—100°)	p	α (64—100°)
17.09 Atm.	0.003572	46.54 Atm.	0.004946
20.10	0.003657	54.33	0.005535
22.26	0.003808	64.96	0.006512
24.81	0.003892	81.11	0.008033
27.69	0.004008	106.90	0.013150
31·06	0.004187	145.50	0.018222
34.49	0.004266	223.00	0.008402
40.54	0.004596		

Da α sich mit der Temperatur ändert, so sind die obigen Coefficienten Mittelwerthe von α zwischen den betreffenden Temperaturgränzen.

Mit zunehmendem Drucke wächst zunächst α, um dann bei sehr hohen Drucken wieder abzunehmen, indem die Kohlensäure den Uebergangszustand zwischen Gas und Flüssigkeit annimmt.

Die folgenden Tabellen enthalten unter α' den Span-

nungscoefficienten, der bei idealen Gasen gleich[1]) α sein muss. In der ersten Tabelle bezieht sich α' auf die Einheit des Druckes bei 0°, p ist dabei der Anfangsdruck, in der zweiten auf die Einheit des Druckes bei 64°. In der zweiten sind ausserdem die Drucke p' und p'' vor und nach dem Versuche angegeben.

I.

p	α' (0°—6°5)	α' (0°—64°)	α' (64°—100°)
16.42 Atm.	—	0.004754	0.004607
21.48	0.00537	0.005237	0.004966
25.87	0.00588	0.005728	0.005406
30.37	—	0,006357	0.005861
33.53	0.00734	0.006973	0.006334

II.

p'	p''	α' (64°—100°)
67.65	80.99	0.005392
94.27	118.60	0.007018

Hieraus folgt, dass das Gay-Lussac'sche Gesetz nicht mehr gilt, weder für die Grösse α noch für die Grösse α', und dass die Dilatation eines Gases durch die Wärme, sei es, dass dieselbe gemessen wird durch seine Ausdehnung unter constantem Druck, oder durch die Zunahme der Spannkraft bei constantem Volumen, nicht eine einfache Funktion des Anfangsvolumens oder Druckes ist, sondern durch eine complicirte, mit der Temperatur veränderliche Funktion dargestellt werden muss.

Dass bei hohen Drucken die Kohlensäure beträchtlich von dem Gesetze von Boyle abweicht, ergab sich schon aus einigen der früher mitgetheilten Versuche. Die neuerdings erhaltenen Resultate, die sich auf Temperaturen t' von

[1]) Nach Van der Waals würde dies bei keinem wirklich existirenden Gase möglich sein.

etwa 6°.7, 63°.7 und 100° erstrecken, enthält die folgende Tabelle. Die Temperaturen von 63°.7 und 100° wurden dadurch erzeugt, dass Methylalkohol und Wasserdampf um die das Gas enthaltende Röhre geleitet wurden. Bei niedrigen Temperaturen konnten in Folge der Verdichtung der Kohlensäure nur Drucke p bis etwa 40.11 Atmosphären werden, bei höheren Temperaturen aber bis etwa 223 Atmosphären angewandt werden. Die Grösse ε bezeichnet das Volumen des Gases nach der Compression, wenn es, bei der betreffenden Temperatur und einem Drucke von 760 Millimeter gemessen, gleich 1 sein würde.

p	$t' = 6^0.5$ ε	p	$t' = 64^0$ ε	p	$t' = 100^0$ ε
Atm.		Atm.		Atm.	
12.01	1 : 12.95	17.60	1 : 18.57	20.17	1 : 20.98
13.22	1 : 14.37	20.36	1 : 21.65	22.37	1 : 23.35
14.68	1 : 16.13	22.56	1 : 24.18	24.85	1 : 26.09
17.09	1 : 19.12	25.06	1 : 27.08	27.76	1 : 29.32
20.10	1 : 23.03	28.07	1 : 30.64	31.06	1 : 33.05
22.26	1 : 25.96	31.39	1 : 34.67	34.57	1 : 37.09
24.81	1 : 29.62	34.92	1 : 39.08	40.09	1 : 43.54
27.69	1 : 34.03	40.54	1 : 46.34	45.99	1 : 50.63
31.06	1 : 39.59	46.56	1 : 54.57	53.81	1 : 60.30
34.49	1 : 45.80	54.33	1 : 65.97	64.27	1 : 73.97
		64.96	1 : 83.44	80.25	1 : 96.65
		81.11	1 : 114.00	105.69	1 : 137.60
		106.88	1 : 185.50	145.44	1 : 218.00
		145.54	1 : 325.90	223.57	1 : 379.30
		222.92	1 : 446.40		

Die obigen Zahlen bestätigen vollkommen die früheren aus dem Verhalten der Kohlensäure bei 48° gezogenen Schlüsse, dass nämlich, je höher die Temperatur der Kohlensäure ist, um so mehr sich die Gestalt der Isotherme der nähert, die sie für vollkommene Gase besitzt, doch ist selbst bei 100° die Compressibilität noch beträchtlich grösser als es nach dem Gesetze von Boyle der Fall sein dürfte. Hieraus schliesst Andrews, dass die kritischen Temperaturen der grösseren Zahl der bisher noch nicht condensirten Gase weit unter den bisher, selbst unter Anwendung flüssigen

Stickoxydules, erreichten Temperaturen liegen, wie dies auch die theoretischen Schlüsse von Van der Waals ergeben.

Setzen wir $\varepsilon p = \varrho$ und berechnen die Werthe von ϱ für die obigen Beobachtungen, so nimmt ϱ regelmässig mit zunehmendem Drucke ab. Nur die letze Beobachtung bei 64° macht eine Ausnahme, wo ϱ grösser ist als bei der vorhergehenden. Es kann dies darauf beruhen, dass das Kohlensäuregas bei Erhöhung des Druckes flüssig (?) geworden ist, indem es durch die oben erwähnten Zwischenzustände gegangen ist.

Die Beziehungen zwischen den volumetrischen Curven im gewöhnlichen, nicht idealen, Gaszustande, werden bestimmt durch die sogenannten homologen Punkte, d. h. die Punkte zweier Isothermen für welche die Werthe von ϱ gleich, sind d. h. $p v = p' v'$. Eine genaue Discussion aller Versuche zeigte Andrews, dass der gewöhnliche Gaszustand dadurch charakterisirt ist, dass das Verhältniss $\frac{p}{p'}$ für alle homologen Punkte bei zwei gegebenen Temperaturen constant ist.

Hieraus folgt, dass, wenn für einen Körper im gewöhnlichen Gaszustande das Verhältniss zwischen Druck und Volumen bei irgend einer Temperatur bekannt ist, die entsprechende Beziehung für irgend eine andere Temperatur aus der Beobachtung irgend eines homologen Punktes bei der zweiten Temperatur berechnet werden kann. Für die Isotherme stellt Andrews die folgende Gleichung auf:

$$v(1 - p v) = c$$ [1])

Die Untersuchungen von Andrews erstrecken sich ausserdem noch auf das Dalton'sche Gesetz und zwar untersuchte er Mischungen von Kohlensäure und Stickstoff. Der Druck wurde bis zu 283.9 Atmosphären gesteigert, und dennoch condensirte sich bei einem Gemische von 3 Volumen Kohlensäure und 4 Volumen Stickstoff die Kohlensäure

---

[1]) Diese Formel ist auch von Recknagel Pogg. Ann. Erg. V, pg. 563—582. 1871 aufgestellt worden.

noch nicht bei 7°.6; das ursprüngliche Volumen war bis auf $\frac{1}{378}$ reducirt worden. Das Hauptresultat der sämmtlichen Versuche ist, dass die kritische Temperatur durch Beimischung eines nicht condensirbaren Gases erniedrigt wird. In der oben erwähnten Mischung trat selbst bei einer Abkühlung auf -20^0 keine Condensation ein. Schon wenn Kohlensäure $\frac{1}{10}$ ihres Volumens Luft enthält, sinkt die kritische Temperatur um mehrere Grade. Aus der obigen Erscheinung erklärt sich auch, dass die Tension des Wasserdampfes, wenn er mit Luft gemengt ist, gewisse Anomalien zeigt. Es ist also das Gesetz von Dalton ebenso, wie das von Boyle und Gay Lussac, nur so lange gültig, als die Gase unter geringen Drucken stehen und ihre Temperaturen beträchtlich über der kritischen liegen.

In Betreff der Formel von Andrews (Recknagel) theilt Herr Van der Waals mit:

Construirt man eine Curve $p = \frac{1}{v} - \frac{c}{v^2}$, so findet ein Maximalwerth des Druckes statt für ein Volumen $v = 2c$, ein Inflexionspunkt für $v = 3c$ und ein Druck Null für $v = c$. Wird v kleiner als c, so ist der Druck negativ. Wäre die obige Formel gültig, so würde, sobald $v < 2c$, labiles Gleichgewicht stattfinden, und das Volumen sich auf Null reduciren. Es könnte daher kein Flüssigkeitsvolumen existiren. Würde man aber annehmen, dass nicht dieselbe Formel für Gas und Flüssigkeitszustand gilt, so würde damit die Continuität der beiden Zustände geleugnet werden. Gegen die Anwendung der Formel über 31^0 spricht ja auch die schöne Entdeckung von Andrews, dass über dieser Temperatur jedes Gasvolumen möglich ist.

Setzt man, wie gewöhnlich, das Volumen bei t^0 bei der Druckeinheit nicht wie Andrews gleich Eins sondern $(1 + \alpha t)$ (α ist nur wenig verschieden von 0.00367, da der Ausdehnungscoefficient unter dem Drucke Eins nur wenig höher ist), so haben wir ein kleineres Volumen zur Einheit gewählt. Folglich ist der Zahlenwerth unseres Volumens $v' = v(1 + \alpha t)$, wo v der Zahlenwerth des Andrews'schen Volumens ist.

In den gewöhnlichen Einheiten ist demnach Andrews' Formel

$$\frac{v'}{1+\alpha t}\left(1-\frac{p\,v'}{1+\alpha t}\right)=c,$$

oder

$$\frac{p\,v'}{1+\alpha t}=1-\frac{c\,(1+\alpha t)}{v'}$$

Es geht bei Erhöhung der Temperatur diese Gleichung nicht in die der Hyperbel über, um bei noch höheren Temperaturen sogar nach der anderen Seite abzuweichen, wie meine Formel (pg. 17) es verlangt, und, wie es, wie ich glauben darf, von der Erfahrung bestätigt wird. Obige Formel weicht sogar bei höheren Temperaturen noch stärker von der Hyperbel ab, als bei niedrigen Temperaturen.

E. W.

IV. ***J. C. Marignac.*** *Ueber die specifischen Wärmen der Salzlösungen* (Ann. d. Ch. (5) VIII. pg. 410—430. 1876).

Marignac legt sich zur Beantwortung die Fragen vor:

Lassen sich die specifischen Wärmen der Salzlösungen berechnen aus den specifischen Wärmen der Bestandtheile, wenigstens in einer Annäherung, wie sie bei den specifischen Gewichten möglich ist?

Wenn dies nicht der Fall ist, ergeben sich dann vielleicht Beziehungen zu anderen Eigenschaften der Salze, insbesondere zu ihrem Bestreben bestimmte krystallisirbare Hydrate zu bilden?

Die schon früher von Marignac beschriebene Untersuchungsmethode ist so eingerichtet, dass die Strahlung eliminirt wird und das Thermometer, bis auf kleine Correctionen nur als Index benutzt wird; Fehler in seiner Theilung etc. also ganz eliminirt werden. Ein cylindrisches Platingefäss, welches 170 Grm. Wasser oder eine entsprechende Menge der Salzlösung fasst, dient als Calori-

meter und ist in einem doppelwandigen Cylinder von Weissblech aufgehängt. Durch den Zwischenraum der beiden Wandungen desselben fliesst Wasser, dessen Temperatur niedriger ist, als die des Laboratoriums. Man regulirt den Zufluss so, dass das Wasser des Calorimeters eine constante Temperatur zeigt. Das Thermometer, welches in dasselbe taucht, ist in $^1/_{50}{}^0$ getheilt; durch Ablesen mit dem Fernrohre werden ungefähr $^1/_{500}{}^0$ geschätzt.

Als Wärmequelle dient ein sehr dünnwandiger Platinballon von 50 Cc. Inhalt, welcher mit 27 Grm. Wasser gefüllt wird. Ein in $^1/_{10}{}^0$ getheiltes Thermometer giebt die Temperatur desselben an.

Wenn die Temperatur des Calorimeters constant geworden ist, (was M. durch zeitweiliges kurzes Berühren mit der Hand beschleunigt), erhitzt man den Ballon auf 2 bis 3° über die Temperatur, bei welcher er eingetaucht werden soll, lässt ihn unter beständigem Bewegen abkühlen und taucht ihn ein, sobald das Thermometer den gewünschten Stand erreicht hat. Es wird dann, unter Umrühren, der Gang des Thermometers im Calorimeter beobachtet; das Maximum pflegt $1^1/_2$ Minuten nach dem Eintauchen erreicht zu sein. Die Temperaturerhöhung betrug im Allgemeinen ungefähr 5°, die Temperaturerhöhung der einzutauchenden Kugel 32°.

Nachdem so ein Versuch mit Wasser angestellt ist, wird das Calorimeter mit einer Salzlösung gefüllt und die Menge derselben so gewählt, dass man dieselbe Temperaturerhöhung (in fast genau derselben Zeit) erhält. Indem man einige Versuche mit reinem Wasser einschaltet, erhält man Messungen, welche um höchstens einige hundertel Grade von einander abweichen.

Bei anderen Versuchen wurden in das Calorimeter stets 170 Grm. Wasser gefüllt und die Menge der in die Platinkugel eingeführten Salzlösung geändert. Auf diese Weise wurden die specifischen Wärmen zwischen 21° und 52°, nach der ersteren zuerst beschriebenen Methode die zwischen 19° und 24° bestimmt.

Die ungemein zahlreichen Versuche (die Resultate einer mehr als zweijährigen Arbeit) erstrecken sich soweit dies die Löslichkeit zuliess, auf Lösungen, welche auf je 50, 100 und 200 Moleküle Wasser 1 Molekül Salz enthielten. Untersucht wurden: HCl, KCl, KBr, KJ; $NaCl$, $NaBr$, NaJ; NH_4Cl; $CaCl_2$, $SrCl_2$, $BaCl_2$, $MgCl_2$; $MnCl_2$, $NiCl_2$, $CuCl_2$, $ZnCl_2$; die salpetersauren Salze von: H_2O, K_2O, Na_2O, $(NH_4)_2O$, CaO, SrO, BaO, PbO, MgO, MnO, NiO, CuO, ZnO; die schwefelsauren Salze von: H_2O, K_2O, Na_2O, $(NH_4)_2O$, MgO, MnO, NiO, CuO, ZnO, GlO, Al_2O_3; die einfach chromsauren Salze von: H_2O, K_2O, Na_2O, $(NH_4)_2O$. — K_2CO_3; Na_2CO_3. — $(Na_2O, 2H_2O)P_2O_5$, $(Na_2O, 2H_2O)As_2O_5$, $(2Na_2O, H_2O)P_2O_5$; $(2Na_2O, H_2O)As_2O_5$, $(2Na_2O)P_2O_5$; $(Na_2O)P_2O_5$; die einfach essigsauren Salze von: H_2O, K_2O, Na_2O, CaO, SrO, BaO, PbO, MgO, MnO, NiO, ZnO; die einfach oxalsauren Salze von: H_2O, K_2O.

Die leicht löslichen Salze wurden auch bei grösseren Concentrationen (bis zu 5 Molekülen H_2O auf 1 Molekül Salz) untersucht.

Die Genauigkeit der bis zu 4 Decimalen mitgetheilten Zahlen, reicht bis auf 1 oder 2, selten nur bis auf 3 Einheiten der dritten Decimale. —

Was den Einfluss der Temperatur betrifft, so sind die Aenderungen Δ der specifischen Wärmen im Allgemeinen so unbedeutend, dass sie noch in die Grenzen der Beobachtungsfehler fallen; es dürfte dies besonders in den Fällen eintreten, wo eine Abnahme derselben mit steigender Temperatur sich zeigt; im Allgemeinen ergiebt sich eine Zunahme derselben, welche in der Regel um so grösser ist, je concentrirter die Lösung ist. In einzelnen Fällen, namentlich bei $CuSO_4$-Lösung, lässt sich die Aenderung vollkommen sicher constatiren. Zu beachten ist, dass die Grössen Δ nur den Unterschied zwischen den specifischen Wärmen der Lösung und denen des Wassers zwischen den betreffenden Temperaturen geben, nicht aber die absoluten Aenderungen der ersteren. Die folgende Tabelle enthält

einige Beispiele, bei denen die Anderung Δ gering (oder negativ), einige, bei denen sie bedeutend ist. Die moleculare Wärme ist das Product aus der auf die Gewichtseinheit bezogenen specifischen Wärme mit dem Molekulargewicht der Lösung.

	Aequ.	Specifische Wärme			Moleculare Wärme			Temp.
		50 Aq	100 Aq	200 Aq	50 Aq	100 Aq	200 Aq	
K_2Cl_2	149.2	0.8312	0.9032	0.9483	872	1760	3555	17—22°
		0.8344	0.9055	0.9490	876	1765	3558	20—51
Δ		32	23	7				
$CaCl_2$	110.9	0.8510	0.9154	0.9554	860	1789	3546	20—25
		0.8510	0.9174	0.9550	860	1749	3544	21—51
Δ		0	20	—4				
PbO, N_2O_5	331	0.7507	0.8510	0.9162	924	1813	3602	21—26
		0.7500	0.8507	0.9173	923	1813	3606	18—51
Δ		—7	—3	11				
MgO, SO_3	120.5	0.8654	0.9225	0.9547	883	1772	3552	19—24
		0.8690	0.9230	0.9550	887	1773	3553	22—52
Δ		36	5	3				
CuO, SO_3	159.3	0.8411	0.9084	0.9503	891	1780	3572	18—23
		0.8520	0.9148	0.9528	902	1792	3582	22—53
Δ		109	64	25				

Einfluss der Basis und Säure. Da die Lösungen eine gleiche Anzahl von Salzmolekülen enthalten, so kann man sich dieselben in einander übergeführt denken, wenn man der Reihe nach eine Basis durch eine äquivalente Menge einer anderen ersetzt und ebenso mit den Säuren verfährt. Ersetzt man bei derselben Säure die Basen durch einander und nimmt dieselbe Reihefolge der Basen bei einer anderen Säure, so zeigen häufig die molekularen Wärmen in diesen Reihen gleichsinnige Aenderungen, häufig aber auch nicht. So ergiebt sich z. B.:

Zunehmende spec. Wärmen.				Abnehmende spec. Wärmen.			
	Mol. Wärme 100 Aq		Mol. Wärme 100 Aq		Mol. Wärme 100 Aq		Mol. Wärme 100 Aq
H_2Cl_2	1749	$H_2N_2O_6$	1786	H_2SO^4	1812	H_2CrO_4	1807
K_2Cl_2	1760	$K_2N_2O_6$	1803	K_2SO_4	1770	K_2CrO_4	1775
Na_2Cl_2	1779	$Na_2N_2O_6$	1816	Na_2SO_4	1796	Na_2CrO_4	1793
$(NH_4)_2Cl_2$	1789	$(NH_4)_2N_2O$	1821	$(NH_4)_2SO_4$	1800	$(NH_4)_2SrO_4$	1817

Um die Vergleichung genauer durchführen zu können, hat Marignac aus den Zahlen die Aenderungen abgeleitet, welche die specifische Wärme erfährt, wenn man in den Natriumsalzen das Natron durch die verschiedenen Basen ersetzt. Man kann die erhaltenen Differenzen den Modul der Basis nennen; ebenso bestimmt er aus einer anderen Reihe den Einfluss der Säure. Durch algebraische Addition müssten sich dann, wenn diese Module constant wären, die specifischen Wärmen der verschiedenen Lösungen ergeben. Es fand sich, dass nur ungefähr bei der Hälfte der untersuchten Lösungen die berechneten Werthe mit den gefundenen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler übereinstimmten, dass aber die berechneten Werthe ungefähr ebenso oft über als unter den gemessenen lagen. —

Dabei zeigte der Sinn dieser Abweichung vom berechneten Werthe keinen Zusammenhang mit der Neigung der betreffenden Stoffe, Hydrate zu bilden, wie z. B. im folgenden Falle:

Der Unterschied in den molekularen Wärmen von $K_2 Cl_2$ und $K_2 SO_4$ ist fast gleich demjenigen zwischen $Na_2 Cl_2$ und $Na_2 SO_4$ (vergl. letzte Tabelle), obschon letzteres Salz Hydrate bildet, ersteres nicht.

Die molekulare Wärmen von $K_2 SO_4$ und $K_2 Cr O_4$, ebenso von $H_2 SO_4$ und $H_2 Cr O_4$ sind fast identisch, obschon letztere Stoffe in ihrer Affinität zu Wasser die eine äusserst grosse Verschiedenheit zeigen. —

Die specifische Wärme der Lösungen ist im Allgemeinen geringer, als der Summe der specifischen Wärmen der getrennten Componenten entspricht. Aber auch dieser Satz gilt nicht allgemein. Er findet sich z. B. nicht bestätigt bei den meisten essigsauren Salzen, namentlich den Zink-, Blei- und Nickelsalzen; ebenso wenig bei Essigsäurelösung; ein um so interessanteres Beispiel, als man hier beide Stoffe getrennt im flüssigen Zustande untersuchen kann.

Dieser eigenthümliche Umstand spricht gegen die von

Bertholet gegebene Auffassung der Lösungen, wonach, um die geringere specifische Wärme der Lösungen zu erklären, ein Theil des Lösungswassers als Hydratwasser und zwar in der Form und deshalb mit der specifischen Wärme des Eises an das Salz gebunden sein soll. Dagegen spricht auch, dass Lösungen von Salzen, von welchen Hydrate bekannt sind, eine geringere specifische Wärme haben können, als solche, von denen wir keine Hydrate kennen (z. B. $Na_2 SO_4$ und $K_2 SO_4$).

Endlich hat Marignac die specifische Wärme einer Reihe von gemischten Lösungen, mit gleicher Basis oder gleicher Säure untersucht und findet oft dieselbe molekulare specifische Wärme, welche die Lösungen ungemischt aber neben einander erwärmt, besitzen müssten, selbst wenn sich die Salze zu Doppelverbindungen (wie z. B. $K_2 SO_4$ und $Al_2 3 SO_4$) vereinigen können. Doch ist auch dies nicht als eine allgemeine Regel aufzufassen, wie folgendes Beispiel zeigt:

	$H_2 SO_4$	$Na_2 SO_4$	Summe	$Na_2 H_2 2 SO_4$
50 Aq	914	912	1826	1866
100 Aq	1812	1796	3608	3646
200 Aq	3604	3583	7187	7230

Br.

V. *C. Decharme. Versuche über die akustischen Eigenschaften der Metalle, der Holz- und Steinarten* (Inst. (2) IV. pag. 225. 246—247. 263—264. 278—279. 1876.

Der Verfasser hat bei obigen Versuchen die Stäbe von 200 Mm. Länge und 10 Mm. Dicke an den Knotenpunkten des Grundtons (40 Mm. vom freien Ende) unterstützt (indem er sie an Fäden aufhängte oder auf Korkschneiden legte). In der Mitte schlug er sie durch einen mit Kautschuk überzogenen Holzhammer an. Er bestimmte die Höhe des entstandenen Tones durch Vergleichung mit einem Klavier; ausserdem die Zeit, welche der Ton hör-

bar war. Der Verf. berechnet nicht die Elasticitätsmodulen, sondern giebt nur die direct beobachteten Zahlen; dieselben sind für die Metalle (*N* ist die Anzahl halber Schwingungen).

		N			*N*
Blei	Fa_3	690	Zink >	Fa_4	1433
Gold	Si_3	976	Kupfer	$Sol_4{}^d$	1642
Silber } Antimon }	Ut_4	1034	Gussstahl	$La_2{}^d$	1843
			Eisen	Ut_5	2192
Zinn	Re_4	1161	Stahl	Re_5	2322
Messing	Mi_4	1303	Aluminium	Fa_5	2762
Bronze	Fa_4	1381			

Die Dauer des Tones ergiebt sich aus folgender Zusammenstellung (die Stäbe waren an Fäden aufgehängt):

Blei	0,3 Sec.	ungefähr	Kupfer	5 Sec.	ungefähr
Antimon	0,5	„	Messing	11	„
Zinn	< 1,0	„	Eisen	12	„
Zink	1,0	„	Bronze	24	„
Gussstahl	> 2,0	„	Stahl	45	„

Bemerkenswerth erscheint, dass bei Stahl der Ton nur 24 Secunden anhielt, wenn derselbe statt aufgehängt zu sein, auf Korkschneiden ruhte; bei Bronze dagegen unter denselben Umständen 25 bis 26 Secunden.

Bei Hölzern, von denen Decharme 38 Arten und 40 Varietäten untersuchte, gab Buchsbaum (spec. Gewicht 0,93) den tiefsten Ton (Mi_4), Tannenholz vom specifischen Gewichte 0,414 (sapin du Nord) den höchsten (Mi_5). Die specifischen Gewichte der untersuchten Hölzer lagen zwischen 0,414 und 1,140. Die näheren Angaben über Tonhöhe der verschiedenen Holzarten, Dauer und Klangfarbe haben nur beschränktes Interesse.

Von den Steinarten wurden Prismen, welche bei 149 Mm. Länge, 47 Mm. breit und 8,5 Mm. dick waren, untersucht und mit einem Eisenstabe von gleichen Dimensionen verglichen. Daraus wurde die Schwingungszahl be-

rechnet, welche der Grundton eines Steinstabes von den Dimensionen der Metallstäbe (200 Mm. Länge und 10 Mm. Durchmesser geben würde. Der Verfasser giebt eine Zusammenstellung der Schwingungszahlen und der specifischen Gewichte, so dass daraus eine Berechnung der Elasticitätsmodulen möglich wird; er bestimmte, wie früher, auch die Zeit, welche der Ton anhält und fand z. B., dass schwarzer italienischer Marmor und Glas sich gleich verhalten.

Die Resultate sind natürlich, wie auch der Verfasser hervorhebt, etwas verschieden bei verschiedenen Stücken und bei den Steinen auch abhängig vom Feuchtigkeitsgehalt derselben.

Br.

VI. ***A. J. Ångström und T. R. Thalén. Untersuchungen über die Spectra der Metalloide*** (Acta Soc. Upsal. (3) Vol. IX. [2 Tafeln]).

Die gemeinsame Arbeit der Verfasser, wie sie nach Ångström's Tode ihrem grösseren Theile nach in der Redaction Herrn Thalén's vorliegt, erstreckt sich auf die Spectren des Kohlenstoffes und Stickstoffes.

Bei allen Versuchen wurde die elektrische Entladung angewendet, die entweder durch einen grossen Ruhmkorff'schen Inductionsapparat oder durch eine Säule von 50 Bunsen'schen Elementen erzeugt wurde oder von einem Inductionsstrome von schwacher Spannung aber grosser Electricitätsmenge, z. B. dem Extrastrome eines Faraday'schen Electromagnets, herrührte.

Der Spectralapparat (grosses Modell) erlaubte bis 6 Prismen zu gebrauchen; zur Untersuchung der Dauer der elektrischen Entladungen wurde ein rotirender Spiegel benutzt.

Nach einer Reihe historischer Bemerkungen sprechen sich die Verfasser über die Frage der Mehrheit der

Spectren eines und desselben Körpers folgendermaassen aus:

Der Gedanke, dass mit wachsender Temperatur, ja selbst bei Vermehrung der Masse des glühenden Gases, die Zahl der leuchtenden Streifen nicht zunehmen könne, liegt uns gänzlich fern; wir leugnen ebensowenig, dass die Helligkeit einiger Streifen schneller wachsen kann, als die anderer; dagegen ist die Behauptung mehrerer Physiker, es könnten anfänglich sichtbare Linien ganz verschwinden und das Spectrum somit seinen Charakter gänzlich ändern, theoretisch ebenso unwahrscheinlich, wie im Widerspruche zur Erfahrung. Wären derartige Eigenschaften wirklich anzunehmen, so würden spectroskopische Untersuchungen überhaupt unmöglich — jeder Körper würde rücksichtlich seines Spectrums die Rolle eines Proteus spielen.

Hiermit leugnen wir nicht, dass ein einfacher Körper unter Umständen verschiedene Spectra liefern kann. So ist das Absorptionsspectrum des Jodes total verschieden von dem Systeme heller Linien, welches die Funkenentladung für diesen Körper liefert, es wird ein Körper, welcher allotroper Modificationen fähig ist, auch verschiedene Spectren zeigen, vorausgesetzt, dass diese Fähigkeit noch für den gasförmigen Zustand und für die betreffende Temperatur fortbesteht.

Unter dieser Voraussetzung, dass es auch bei den Gasen Allotropien giebt, wird jedem allotropen Zustande auch ein bestimmtes Absorptionsspectrum angehören; wenn aber, was wohl immer der Fall sein wird, sobald es sich um electrische Entladung handelt, nur einer dieser Zustände die Temperatur des Erglühens erträgt, so wird man sicher bei dieser hohen Temperatur nur ein Spectrum erhalten, nämlich das gewöhnliche Linienspectrum.

Somit wird Sauerstoff zwei verschiedene Absorptionsspectren haben, das eine dem gewöhnlichen Sauerstoffe, das andere dem Ozon angehörig. Für den glühenden Sauerstoff giebt es aber, da sich das Ozon zersetzt, nur ein einziges Spectrum.

Nach gewissen Beobachtungen, könnte der Schwefel

auch als Gas verschiedene Formen annehmen. Dies vorausgesetzt, muss er auch verschiedene Absorptionsspectren besitzen, während die Möglichkeit der Existenz mehrerer Emissionsspectren davon abhängen wird, ob die complicirteren allotropischen Zustände dieses Stoffes bis zum Erglühen erhitzt werden können, ohne sich zu zersetzen.

Es leuchtet ein, dass die besprochenen Fälle keine Ausnahme von der Regel bilden, ein einfacher Körper könne auch nur ein Spectrum besitzen; denn führt man die Allotropie auf molekulare Anordnungen zurück, so wird ein derartiger Zustand in spectroscopischer Hinsicht alle Kennzeichen eines zusammengesetzten Körpers darbieten, und folglich gerade wie ein solcher durch die disruptive Entladung zerlegt werden.

Zur völligen Aufklärung wird man die verschiedenen Theile der elektrischen Funken und zugleich die verschiedenen Formen, welche die Entladung annehmen kann, genau betrachten müssen. Nehmen wir zunächst an, der Inductionsfunke gehe, bei Ausscheidung des Condensators, zwischen Platinelectroden in der atmosphärischen Luft über, so wird man bekanntlich am positiven Pol den gewöhnlichen Funken, umgeben von einer leuchtenden Hülle, wahrnehmen, die negative Electrode dagegen mit einer Hülle blauvioletten Glimmlichtes bedeckt finden.

Nach den Untersuchungen von Perrot[1]), kann man diese Hülle am positiven Pole, die derselbe Aureole benannt hat, nicht nur durch Blasen vom Funken wegtreiben, sondern es entspricht dieselbe auch der Massenentladung, während der Funke selbst, eine Spannungsausgleichung ist, und die disruptive Entladung darstellt, welche nicht wie jene andere Art von electrolytischen Wirkungen begleitet ist.

Nehmen wir nun an, die Electroden seien mit einer Lösung des Chlorides irgend eines Erd-Alkali benetzt, so wird die positive Aureole einen durchaus anderen Anblick, wie vorher darbieten, während das negative Glimmlicht

---

[1]) Ann. d. Chim. et de Phys. (3) T. LXI, p. 200.

unverändert bleibt. Die Spectralanalyse lässt in der Aureole dieselben breiten Streifen erkennen, die man in der Bunsen'schen Flamme bei Einführung des nämlichen Salzes erhält. Diese eigenthümlich schattirten Banden, welche beinahe ausschliesslich den metallischen Oxyden angehören, setzen sich aus ganz ausserordentlich dicht aneinander liegenden Linien zusammen und unterscheiden sich leicht von den eigentlichen unregelmässig zerstreuten Linien, welche dem Funken selbst angehören und die elementaren Körper deutlich charakterisiren.

Die Beobachtung im rotirenden Spiegel zeigt ausserdem, dass die Entladung im eigentlichen Funken augenblicklich stattfindet, dagegen in der Aureole eine sehr merkliche Zeit in Anspruch nimmt.

Man sieht leicht, dass sich die Spectra der continuirlichen und der disruptiven Entladung des Inductionsfunkens übereinander lagern werden. Das der Aureole, welches einem zusammengesetzten Körper angehört, der in den meisten Fällen ein Metalloxyd ist und das des Funkens, welches den elementaren Körpern zuzuschreiben ist, also den Metallen selbst und den Gasen, welche der Funke durchbricht, können sich nicht eines in das andere verwandeln.

Lässt man z. B. zwischen Aluminiumdrähten, parallel der vertikalen Spalte des Spectroskopes den Funken einer Leydener Flasche überschlagen, so enthält der mittlere Theil des Spectrums die Linien des Metalles und die der Luft, während der obere und untere Theil ein canellirtes Spectrum, welches der eigenthümlichen Aureole zugehört, darbietet und das dem Oxyde des betreffenden Metalles zuzuschreiben ist.

In dem galvanischen Kohlenlichte kann man bei Einführung von Aluminium das Spectrum des Oxydes sehr deutlich sehen. Von den Metalllinien erscheinen dann nur die beiden violetten Streifen zwischen den Fraunhofer'schen Linien *H*.

Das Gesagte lässt sich in folgenden Sätzen zusammenfassen:

1) Die disruptive Entladung, welche stets dann stattfindet, wenn die elektrische Spannung von hinreichender Grösse ist, zerstäubt den Körper im Allgemeinen in seine kleinsten Partikelchen, sowie sie ihn auch chemisch zersetzt, wenn er eine Verbindung ist. Die Erscheinung des Glühens, welche beide Vorgänge begleitet, darf nicht als eine Folge der Temperaturerhöhung betrachtet werden; man kann im Gegentheil sagen, dass die hohe Temperatur selbst von dem Einflusse der chemischen oder mechanischen Kraft, welche den Körper zertheilt, herrührt. Ausser der unmittelbar von der disruptiven Entladung hervorgebrachten Zerlegung können auch noch secundäre chemische Wirkungen eintreten.

2) Pflanzt sich die Electricität auf dem Wege der Leitung fort, so sind neben den thermischen Wirkungen, welche dem Leiter selbst angehören und dem Quadrate der Stromstärke proportional wachsen, die Wirkungen, welche sich an den Grenzen zweier sich berührender Leiter entwickeln und der Stromstärke selbst proportional sind, zu unterscheiden. Diese letzten Wirkungen sind bei einfachen Körpern Temperaturvariationen, bei zusammengesetzten chemische Vorgängen, die electrolytischen Erscheinungen.

Diese Gesetze werden nun, wie bei festen und flüssigen Körpern auch bei gasförmigen gelten, und wird man ebensogut electrolytische Wirkungen wie secundäre chemische Umsetzungen zu erwarten haben.

Ueber die Spectra des Kohlenstoffes und seiner Verbindungen.

Während Swan[1]) auf Grund der ersten genaueren spectralanalytischen Bestimmungen für alle Kohlenwasserstoffe, die nämlichen fünf Streifen als charakteristisch betrachtet, gelangte Attfield[2]) zu der Annahme, die fraglichen Linien seien die des Kohlenstoffes selbst, nament-

[1]) Edinb. Phil. Trans. 1857. T. XXI, p. 441. P. A. 100, p. 306.
[2]) Phil. Trans. 1862. Vol. 152, P. I, p. 221.

lich, weil nach ihm die Kohlenoxyde das nämliche Spectrum liefern wie die Kohlenwasserstoffe. —

Van der Willigen[1]), der beim Ueberspringen des Inductionsfunkens zwischen sehr genäherten Kohlenspitzen genau dasselbe Spectrum erhielt, wie nach Benetzung der Electroden mit einem flüssigen Kohlenwasserstoffe oder bei Verbrennung ölbildenden Gases, schreibt das Spectrum der Kohle selbst zu. —

Indem die Verfasser bedauern, auf die genannten wie auf die bekannten Arbeiten von Plücker[2]) nicht ausführlich eingehen zu können, geben sie doch eine Reihe von Bemerkungen als Resultate der fremden, wie der eigenen Arbeiten. —

Nach Attfield sind die Streifen der Flammenspectrums-Banden zusammengesetzt aus zahlreichen Linien von grosser Feinheit, deren Intensität nach einer Seite hin abnimmt. Diese Uebereinstimmung mit dem Charakter der Spectra der Oxyde möchte keine zufällige sein.

Die Banden traten nach Attfield's Entdeckung am glänzendsten in der Flamme des Cyangases[3]) auf; dieses zeigt ausser den 8 Banden zwischen *B* bis über *H* im Roth eine Reihe Banden, deren Intensität nach der entgegengesetzten Richtung, wie bei jenen abnimmt. Im Funkenspectrum dehnen sich diese Banden wieder nach dem Gelb zu aus.

Vier der genannten acht Banden kommen bei allen Kohlenwasserstoffen vor, sind also höchst wahrscheinlich den Verbindungen als solchen angehörig.

Im Widerspruche zu Plücker's Zeichnungen ergiebt sich die Abwesenheit dieser vier Banden in vollkommen reinem Kohlenoxyd, welches nebst Kohlensäure eine besondere Reihe von Streifen zeigt.

Es giebt also 4 Systeme von Streifen bei den Kohlen-

---

[1]) Pogg. Ann. 107. p. 473.

[2]) Phil. Trans. 1865. Vol. 155. P. I, p. 1.

[3]) Neben den Spectren der Kohlenoxydflamme in Luft und Sauerstoff sehr genau beschrieben und abgebildet von Dibbits, (de Spectral-Analyse, Akademisch Proefschrift. Rotterd. 1863).

verbindungen; die beiden ersten bilden die Extreme des Cyanspectrums, das dritte ist das der Kohlenwasserstoffe, das vierte das der Kohlenoxyde.

Natürlicher und den Thatsachen entsprechender, als die Plücker'sche Hypothese der Existenz von Spectren verschiedener Ordnung, erscheint die Annahme, dass alle diese Bandenspectren den Verbindungen angehören, dass das elementare Spectrum des Kohlenstoffes dagegen ein Linienspectrum ist, welches die Verfasser wirklich bei disruptiven Entladungen durch die verdünnten Oxyde, ja bei sehr starken Funken auch in den Kohlenwasserstoffen und dem Cyan, wo es sonst nicht erscheint, aufgefunden haben.

Das Spectrum enthält 11 Linien, deren Lage weiter unten angegeben ist. Besonders charakteristisch ist eine rothe Doppellinie, welche Huggins[1]) bei der Kohlensäure entdeckt hat.

Für die angeführte Deutung der verschiedenen Spectren sprechen folgende Thatsachen. Zwischen Kohlenelectroden erlöschen die Streifen des Linienspectrums in der Mitte, wie es die Metalllinien thun. Bei Anwendung von Verbindungen des Kohlenstoffes treten mit ihnen gleichzeitig die Streifen des Sauerstoffes, resp. Wasser- oder Stickstoffes auf.

An Kohlenelectroden bildet sich eine Aureole, welche auf continuirliche Entladung hinweist und diese zeigt, je nach der Natur des Gases, im Stickstoff die blauen und violetten Banden des Cyan's, im Wasserstoff die der Kohlenwasserstoffe, im Sauerstoff das Spectrum, welches mit Kohlenoxyd gefüllte Geissler'sche Röhren zeigen. —

Kohlensäure wird bekanntlich von der Entladung zersetzt und liefert nur das Spectrum des Kohlenoxydes. Die Verfasser glauben aber aus der von Plücker beobachteten Thatsache, dass bei gesteigerter Energie der Verbrennung von Cyangas die rothen Streifen deutlicher werden und aus eigenen Versuchen mit dem Funken im Cyangasstrome,

[1]) Phil. Trans. 1864. Vol. 154. P. II. p. 145. Watts, Index of spectra (London 1872). p. 20. Spectrum Nr. IV; Phil. Mag. (IV. Ser.) Vol. 38. p. 240. Vol. 41. p. 12.

der successiv immer freier von Luftbeimengungen wurde, dass die Entstehung der rothen Streifen der Bildung von Kohlensäure, die auch in möglichst reinem Cyangas, der nicht absolut zu verbannenden Feuchtigkeit wegen, stattfinden kann, zuzuschreiben ist.

Die spectrale Uebereinstimmung aller Kohlenwasserstoffe, wird endlich durch die Bildung von Acetylen, nach Berthelot, einem gemeinsamen Producte unvollkommener Verbrennung aller Kohlenwasserstoffe (des Aethers u. a. m.) erklärt. Wenn endlich das Kohlenoxydspectrum im Violett nahe bei *G* eine sehr helle Linie, die der Kohle selbst angehört, zeigt, so ist das dieselbe Erscheinung wie bei den Metalloxyden, deren Spectrum sich oft einzelne Metalllinien beimischen.

Das Spectrum des Stickstoffes und seiner Verbindungen.

Nach ihren im Allgemeinen und im Speciellen beim Kohlenstoff auseinandergesetzten Grundsätzen, betrachten Ångström und Thalén, die nach Plücker als Stickstoffspectren erster und zweiter Ordnung bezeichneten Farbenbilder, als das einer Verbindung und das des Stickstoffes selbst. Es bildet sich das Linien- oder Bandenspectrum, je nachdem die Entladung disruptiv oder durch Leitung erfolgt; das letztere entsteht also ebensowohl in der freien Luft als in dem verdünnten Stickstoff einer Geissler'schen Röhre. Der positive Pol zeigt bei Entladung durch die Luft im Roth und Gelb Banden ganz anderen Ansehens und Verhaltens unter wechselnden Umständen als im Grün, Blau und Violett. Es könnte dies wohl auf eine Zugehörigkeit zu zwei verschiedenen Körpern deuten. Der negative Pol zeigt nur Banden in den 3 letztgenannten Farben. Die Geissler'schen Röhren zeigen das positive Aureolenspectrum längs der ganzen Capillarröhre, das negative etwas ausgebreiteter und mit abnehmendem Drucke immer heller werdend.

Welcher Verbindung dies letztere zuzuschreiben sei, ist nicht zu ermitteln gewesen, dagegen wird das positive Spectrum der continuirlichen Entladung durch die Bildung

von Stickstoffoxyd bedingt, die nöthigen Spuren Sauerstoff würden sich unter allen Umständen finden; wie auch die Wasserstofflinie H_α immer in Stickstoffröhren aufritt. Dass nicht Untersalpetersäure, deren Dämpfe beim Durchgang continuirlicher Entladungen durch feuchte Luft sich reichlich bilden, der ins Spiel kommende Körper ist, lässt sich aus der Abweichung des in Rede stehenden Spectrums von dem Absorptionsspectrum jener schliessen.

Auf die Wiedergabe einiger weiter angeführten experimentellen Einzelheiten muss hier verzichtet und auf das Original verwiesen werden; ebensowenig ist eine Reproduction der zwei Tafeln — die erste mit den fünf Spectren, a) der Kohlenwasserstoffe, b) des Kohlenoxydes, c) des Stickstoffoxydes, d) des negativen Glimmlichtes, e) des Kohlenstoff-(Linien)-Spectrums — die zweite, mit Zeichnung besonders complicirter Parthien in vergrössertem Maassstabe — möglich gewesen. Es möge darum noch neben den Tabellen der Wellenlängen der einzelnen Streifen die Beschreibung des Stickoxydspectrums folgen. Es setzt sich dasselbe zusammen 1) aus 4 Gruppen eigenthümlich schattirter Banden, zwischen dem äussersten Roth bis gegen die Liniengruppe b und 2) von da an aus isolirten Banden bis zum äussersten Violett. Alle diese Banden sind nach der Seite der grössern Brechbarkeit zu abgeschattet. Jede Bande der ersten 4 Gruppen enthält 3 Streifen, der erste derselben, welcher jedesmal der hellste ist, steht dem zweiten viel näher, als dieser dem dritten. In den hellsten Parthien des Spectrums glaubt Herr Thalén öfters eine Zweitheilung des zweiten und eine Dreitheilung des dritten Streifens wahrgenommen zu haben. Die Abstände der jedesmal zusammengehörenden Streifen (im Spectrum directer Wellenlänge) nehmen vom Roth an regelmässig ab; gegen $\lambda = 5500$ decken sich aber gewissermaassen die einzelnen Gruppen theilweise; es giebt darum die Tabelle an, welcher Gruppe jeder Streifen angehört.

1. Kohlenwasserstoff.[1])

1. Gruppe Orange	2. Gruppe Gelb	3. Gruppe Grün	4. Gruppe Blau	5. Gruppe Indigo
6187.3	5633.0	5164.0	4736.0	4311.0
6119.0	5583.0	5128.0	4714.0	(breit)
6056.3	5538.0	5097.5	4697.0	
6000.8	5500.0		4682.0	
5953.5	5466.0			

Mikrometrische Messungen.

Gelbe Gruppe			Grüne Gruppe		
α) 5633.0	5568.3	5509.5	α) 5164.0	5092.1	5029.0
—	5564.8	5504.3	—	5089.3	5024.5
5604.0	5561.4	δ) 5500.0	5144.0	5085.9	5021.5
5602.0	5557.6	5496.0	5142.5	5082.4	5016.7
5600.0	5553.5	5491.5	5141.0	5079.2	5012.5
5597.5	5549.8	5486.0	5139.2	5076.0	5008.5
5594.5	5546.1	5479.5	5137.3	5072.7	5004.5
5592.0	5542.3	5476.0	5135.5	5069.4	5000.0
5589.0	γ) 5538.0	5471.0	5133.8	5066.5	4996.0
5585.5	5534.5	ε) 5466.0	5132.0	5062.8	4991.5
β) 5583.0	5530.6	5461.0	5129.7	5059.5	4987.5
5580.4	5526.7	5455.5	β) 5128.0	5055.6	4983.0
5577.2	5522.3	5450.0	—	5052.2	4978.0
5574.3	5517.7	5444.5	5106.3	5048.5	4973.5
5570.9	5513.6	—	5103.0	5044.7	4969.0
			5100.0	5040.2	4964.0
			γ) 5097.7	5036.7	—
			5095.5	5033.0	—

2. Kohlenoxyd.

Roth	Orange	Gelb	Grün	Blau	Indigo	Violett
			Gruppe (a)[2])			
6622.0	6078.0	5607.5	5197.0	4833.5	4509.0	4209.0
			Gruppe (b)			
	6398.5	5817.0	5015.0	4697.0	4394.0	4131.0
		5397.5				

Mikrometrische Messungen.

Gelbe Gruppe (a)	Grüne Gruppe (a)	Blaue Gruppe (a)	
5607.5	5197.0	4833.5	4796.0
—	—	—	4792.5
5591.8	—	—	4788.8
5588.3	5186.5	4822.5	4785.5
5585.5	5183.5	4820.3	4780.6
5582.5	5181.5	4818.1	4776.4
5578.5	5178.5	4816.0	4772.2
5574.0	5175.0	4813.5	4767.8
5570.5	5172.5	4811.0	4762.8
5566.5	5169.5	4808.6	4757.7
5562.2	5166.2	4805.7	4753.0
5557.5	5162.0	4802.8	4748.0
—	—	4799.4	—

3. Stickoxyd.

Farbe	Wellenlänge 1. Linie	Wellenlänge 2. Linie	Wellenlänge 3. Linie	Intensität
	6870.7	—	—	Sehr schwach
	6785.7	6778.6	6760.0	
Roth	6701.0	6693.4	6673.5	
	6621.8	6614.2	6594.7	
	6542.3	6533.8	6516.3	
	6465.5	6458.6	6440.6	
	6392.5	6384.8	6366.8	
	6321.0	6313.8	6294.9	Sehr stark
	6249.2	6242.6	6225.5	
Orange	6183.2	6175.1	6158.2	Sehr schwach
	6125.4	6118.8	6102.1	
	6066.3	6060.6	6043.3	
	6011.8	6004.6	5987.8	
	5957.3	5950.5	5933.3	
	5904.6	5897.5	5882.5	
	5853.0	5846.1	5830.5	
	5801,8	5795.3	5780.6	Sehr stark
	5752.0	5745.6	5730.7	
	5703.8	—	5682.5	
	5657.9	—	5637.2	Sehr schwach
	5612.6	—	5594.2	
Gelb	5567.9	5563.0	5551.8	
	5525.2	5518.7	5506.0	
	5482.8	—	—	
	5513.4	—	5493.7	
	5476.9	5472.6	—	
	5441.9	5437.0	5422.1	
	5406.4	5401.7	5387.4	Sehr stark
	5371.7	5366.7	5353.2	
	5339.7	—	—	Sehr schwach
	5306.3	—	—	
	5273.8	—	5256.3	
	5244.6	5239.3	5226.5	
Grün	5213.1	5207.7	5196.1	Sehr stark
	5183.4	5179.3	5165.8	
	5153.7	5149.0	5138.7	
	5126.5	—	—	
	5097.7	—	—	
	5065.6	—	—	
	5032.0	—	—	

Fortsetzung des Stickoxydspectrums.

Grün	Blau	Indigo	Violett	Aeusserstes Violett
4972.0	4813.0	4489.0	4203.0	3952.0
4919.0	4722.0	4417.0	4144.0	
	4666.0	4346.0	4098.0	
	4649.0	4271.0	4063.0	
	4574.0		4062.0	

4. Licht des negativen Poles.[3])

I. Gruppe		II. Gruppe		III. Gruppe	
Grün	5227.5	Blau	4709.3	Indigo	4281.0 [4])
	5150.0		4653.5	Violett	4239.0
	—		4601.2		4203.0
		Indigo	4555.2		4175,0
			4516.5		

5. Kohlenstoff.

Farbe		Intensität	Farbe		Intensität
Roth	6583.0	2	Gelb	5379.0	6
	6577.5	1	Grün	5150.5	4
Orange	5694.1	4		5144.2	3
	5660.9	4		5133.0	5
	5646.5	3	Indigo	4266.0	1 breit
	5638.6	5			

Bemerkung. Die fett gedruckten Zahlen bezeichnen intensive Linien.

1) Man findet die fünf Gruppen der Banden des Kohlenwasserstoffs in dem Werke von M. Marshall Watts, betitelt: Index of Spectra, pg. 18 und 19.

2) Mehrere dieser Banden befinden sich in dem Verzeichniss von M. Marshall Watts, Spectr. Nr. II. p. 20.

Ausser den in Tabelle 2 aufgeführten Banden von grosser Intensität, finden sich andere sehr schwache.

3) Es giebt eine Menge, obgleich sehr schwacher Maxima des Lichtes zwischen *C* und der Gegend von *D*.

4) In dem Aufsatze von Ångström (Pogg. Ann. Jubelband. p. 426 Journal de physique. T. III. p. 212) ist ein Druckfehler, nämlich 427,2, statt 428,2.

Die vorstehenden Wellenlängen wurden theils durch directen Vergleich mit dem Sonnenspectrum, theils durch mikrometrische Messung erhalten. Den möglichen Fehler der letztern taxirt Herr Thalén nach Zehnmilliontel Mm. auf 1.4 in der Gegend von *b*, auf 2.0 bei *D* und 3.2 bei *C*, glaubt aber, dass die wirklichen Fehler immer unter dieser Gränze geblieben sind. — Messungen von ähnlicher Genauigkeit liegen nur von Vogel[1]) für käufliche

1) Pogg. Ann. 146, p. 569.

Geissler'sche Röhren mit Sauerstoff, Wasserstoff und Stickstoff vor. Nach Thalén stimmen die Linien der beiden ersteren Röhren mit denen des Kohlenoxydes überein (natürlich $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ ausgenommen). Die der Stickstoffröhre sind die hellsten Ångström-Thalén'schen für Stickoxyd. Diesem gehören auch einige wenige der von Vogel am negativen Pol beobachteten Streifen an.

Zn.

VII. ***J. Kerr.***[1] *Eine neue Beziehung zwischen Electricität und Licht. Doppelbrechung in dielectrischen Medien* (Phil. Mag. (4) L. 337—348. 446—458. 1875.

Eine neue Beziehung der durch elektrische Einflüsse veränderten Molekularstructur der Dielectrica und des Lichtes hat Kerr beobachtet.

Eine rechteckige, 2 Ctm. dicke, 5 Ctm. breite und 15 Ctm. lange, gut polirte Platte von sehr reinem Spiegelglas ist ihrer Länge nach von der Mitte der kleineren Endflächen aus mit conaxialen Löchern von 2—3 Mm. Durchmesser versehen, zwischen denen ein Zwischenraum von etwa 6 Mm. bleibt. Die gegenüberstehenden Enden der Löcher sind wohl abgerundet. Die Platte ist auf zwei Glassäulen von etwa 3 Decimeter Höhe mit ihren flachen Seiten vertical befestigt. In die Löcher sind dicke, mit Guttapercha bekleidete Kupferdrähte bis zu ihren Enden eingeschoben und an das Glas sorgfältig mit Siegellack oder Schellack gekittet. Ausser an zwei kreisförmigen Stellen in der Mitte der Seitenflächen ist der ganze Apparat gut lackirt und isolirt.

Die Kupferdrähte werden mit der Inductionsrolle eines

[1]) Wir geben einen kurzen Auszug dieser, wenn auch etwas älteren, aber noch nicht in den Annalen erschienenen Arbeit, um daran die weiteren Untersuchungen über denselben Gegenstand knüpfen zu können.

Ruhmkorff'schen Inductoriums verbunden, welches Funken von etwa 20 Ctm. Länge liefert. Ein Funkenmikrometer, dessen Kugeln ebenfalls mit den Enden der Inductionsrolle verbunden sind, gestattet, die Spannung an den Kupferdrähten bei jeder Entladung abzuändern.

Vor die freien Kreisflächen der Glasplatte sind zwei gekreuzte Nicol'sche Prismen, im Abstand von etwa 0.6 M. und hinter das eine derselben eine Lampe gestellt. Zeigt die Glasplatte Doppelbrechung, wie gewöhnlich, so dass sie bei gekreuzten Nicols nicht dunkel erscheint, so wird vor das analysirende Prisma eine aus dem gleichen Glasstück geschnittene quadratische Compensationsplatte von 15 Ctm. Seite gestellt und dieselbe dann so lange gedreht, bis bei einer sehr geringen Drehung des analysirenden Prisma's die Dunkelheit erscheint. Die Nicol'schen Pris- werden so eingestellt, dass die Axe der Kupferdrähte mit dem gekreuzten Hauptschnitte derselben einen Winkel von 45° bildet und die Inductionsströme erregt, so dass die Funken im Funkenmikrometer etwa 15 Ctm. lang sind.

Nach etwa 2 Secunden erscheint die Glasplatte heller, und die Helligkeit steigt noch etwa 20—30 Secunden lang. Durch Drehung des analysirenden Prisma's, lässt sich die Dunkelheit nicht wieder herstellen.

Nach der Unterbrechung der Inductionsströme tritt allmählich die Dunkelheit wieder ein, und zwar um so später, je stärker und länger die Inductionsströme gewirkt haben; zuweilen erst nach einer Stunde. Ist der Hauptschnitt der Nicols parallel oder senkrecht zu den Kupferdräthen, so ist die Wirkung undeutlich oder null.

Bei geringerer Funkenlänge (5 Ctm.) des Inductionsstromes ist zum Hervortreten der Helligkeit des Gesichtsfeldes etwa eine Minute erforderlich; die Helligkeit nimmt zu, wenn dann die Funkenlänge vergrössert wird. —

Wird die Richtung des inducirenden Stromes in regelmässigen Intervallen, etwa jede Secunde, umgekehrt, so hat dies keinen Einfluss auf das Phänomen.

Wird zwischen die Glasplatte und den Analysator ein Glasparallelepiped von 5 Ctm. Breite, 4—5 Mm. Dicke

und 25 Ctm. Länge gebracht, dessen Enden in der Verticalebene mit den Händen ein wenig nach unten gebogen werden und welches dadurch in seinen oberen Theilen gedehnt, in seinen unteren zusammengepresst ist, so wird die Wirkung des Stromes auf die Glasplatte ausgeglichen und die Dunkelheit wieder hergestellt, wenn in den durch dieselbe hindurchgegangenen Lichtstrahl die gedehnten Theile des Parallelepipeds gebracht werden. Der Durchgang durch die gepressten Theile desselben steigert dagegen die Helligkeit.

Hat man umgekehrt während der Wirkung des Stromes das analysirende Nicol und die compensirende Glasplatte so lange gedreht, dass das Gesichtsfeld dunkel ist und öffnet den Stromkreis, so erscheint das Licht bald wieder. Dann muss, um die Dunkelheit wieder herzustellen, das Parallelepiped an den in den Lichtstrahl gebrachten Stellen comprimirt werden.

Die der Inductionswirkung ausgesetzte Glasplatte verhält sich also, wie wenn sie in der Richtung der electrischen Kraftlinien comprimirt worden wäre.

Senkrecht zur Richtung der Induction, also in der äquatorialen Ebene, nimmt die Wirkung von der Verbindungslinie der Electroden an ab; namentlich bei Beginn des Versuches, ehe die Helligkeit ihr Maximum erreicht hat.

Ein kleines in einer parallelepipedischen Form gegossenes Stück von Bernstein, in welches die Leitungsdräthe in gleicher Lage, wie in die Glasplatte, eingeschmolzen waren, zeigte eine viel schwächere aber entgegengesetzt gerichtete Wirkung, wie die Glasplatte; bei der Einwirkung der Inductionsströme verhält es sich, wie wenn es in der Richtung electrischen Kraftlinien gedehnt wäre.

Eine senkrecht zur Axe geschliffene Quarzplatte, deren Wirkung auf das Licht durch eine gleich dicke, die Polarisationsebene entgegengesetzt drehende Quarzplatte compensirt wurde, gab bei gleicher Behandlung viel undeutlichere Resultate, wie die Glasplatte. Die Wirkung der

Electricität entsprach, wie in letzterer, einer Compression in der Richtung der Kraftlinien.

Zur Untersuchung der Wirkung auf Flüssigkeiten wurde in eine der ersteren gleiche Glasplatte ein viereckiges Loch geschliffen, dessen Länge etwa 19 Mm., dessen horizontale und verticale Kante etwa 19 und 9 Mm. betrug, und welches an seinen Enden durch Glasplatten verschlossen ist. Dieses Loch wird von oben durch eine kleine Oeffnung mit den Flüssigkeiten gefüllt. Die 1 Mm. dicken kupfernen Leitungsdräthe sind von den beiden oberen Ecken der Glasplatte schräg nach unten bis zu den Mittelpunkten der gegenüber liegenden Seiten des Troges geführt, woselbst ihre Enden sorgfältig abgerundet sind.

Als Electricitätsquelle wurde entweder das Inductorium oder häufiger eine Electrisirmaschine verwendet.

Im Uebrigen wurden die Versuche ähnlich, wie mit der Glasplatte, angestellt; nur bedurfte es nicht der Compensationsplatte. Die Flüssigkeiten müssen vollständig gereinigt sein. Bei Schwefelkohlenstoff war unter Anwendung von Nicols, deren Polarisationsebene gegen die axiale Verbindungslinie der Electroden um 45° geneigt war, die Wirkung analog, wenn auch schwächer, als in der Glasplatte; sie nahm in der Aequatorialebene von der axialen Linie aus ab; die Flüssigkeit verhielt sich, wie wenn sie in der Richtung der Kraftlinien gedehnt worden wäre. Waren die Polarisationsebenen der Nicols parallel und senkrecht zur Stromesrichtung, so war auch hier die Wirkung viel schwächer.

Ganz analog verhalten sich Benzol, Paraffin, Kerosenöl und Terpentinöl. — Bei Olivenöl und Castoröl ist die Wirkung des Stromes umgekehrt; sie erscheinen wie comprimirt in der Richtung der Kraftlinien. Kerr nimmt zur Erklärung dieser Erscheinungen an, dass die Theichen der Dielectrica sich unter Einwirkung des Stromes, ähnlich wie Eisenfeile, unter Einfluss eines Magnets in Reihen in der Richtung der Magnetkraftlinien ordnen; dass die Richtung des Stromes auf diese Anordnung keinen Ein-

fluss hat und letztere je nach der Natur des Körpers einer Dehnung oder Compression analog ist.

Die elektrische Kraft soll dabei eine Art Widerstand, ähnlich wie die magnetische Coercitivkraft, zu überwinden haben, so dass zur Einstellung der Moleküle in den festen Körpern eine gewisse Zeit erforderlich ist, und sie nach dem Verschwinden der richtenden Kraft auch erst nach längerer Zeit ihre frühere Anordnung wieder annehmen, eventuell in ihrer veränderten Lagerung verharren. Bei den Flüssigkeiten würde dieser Widerstand verschwindend klein sein und die Einstellung geschähe sofort.

G. W.

VIII. ***J. E. Gordon.*** ***Wiederholung der Versuche über eine neue Beziehung zwischen Electricität und Licht*** (Phil. Mag. (5) II. p. 203. 1876).

Während Herr Guthrie in der Sitzung der Physical Society of London [1]) sogar durch Projection diese Erscheinung zeigen konnte, ist es Herrn Gordon nicht gelungen, dieselben zu wiederholen. Er warf monochromatisches Licht durch ein Nicol'sches Prisma und einen Collimator auf die dem Inductionsstrome ausgesetzte Glasplatte und analysirte das durch dieselbe und einen Babinet'schen Compensator hindurchgegangene Licht durch ein mit einem Fadenkreuz versehenes Mikroskop, vor dessen Objectiv sich ein zweites, mit demselben drehbares Nicol'sches Prisma befand. Die Hauptschnitte der Nicols waren wiederum um $\pm 45^0$ gegen die horizontale Richtung der Inductionsströme in der Glasplatte geneigt.

Die durch den Compensator verursachten hellen und dunklen Streifen im Gesichtsfelde zeigten sich sehr deutlich. Schon bei Zusammenpressung einer zwischen die analysirende und polarisirende Vorrichtung gebrachten

---

[1]) 24. Juni 1876. Nature Vol. XIV. Nr. 351. pg. 264. Juli 20.

Glasplatte mit dem Finger verschoben sich dieselben sichtlich, so dass der Apparat sehr empfindlich war.

In die der Inductionswirkung ausgesetzte 1 Zoll (2.5 Ctm.) dicke und 6 Zoll (15 Ctm.) breite quadratische Glasplatte waren Löcher gebohrt, deren Enden in der Mitte des Glases um $1^1/_8$ Zoll (2.9 Ctm.) von einander abstanden. In die Löcher waren Glasröhren von 1 Fuss (30 Ctm.) Länge eingesetzt und auf die flachen Seiten der Glasplatte Glasscheiben gelegt, zwischen deren Ränder Korkscheiben gebracht worden waren. Die so gebildeten, die Glasröhren umgebenden Tröge wurden mit einem äusserst gut isolirenden Kitt erfüllt. Dann wurden die Glasscheiben und Korke entfernt. In die Glasröhren waren die Electroden eingeführt. Obgleich bei Ableitung seitlicher Drähte von denselben und Verbindung mit dem Inductorium zwischen den Enden der ersteren Funken von 12 Zoll (30 Ctm.) Länge übersprangen, zeigte sich doch nicht die geringste Wirkung auf das durch die Glasplatte hindurchgegangene Licht, weder bei schnellen noch langsamen Unterbrechungen des inducirenden Stromes, mit oder ohne Einschaltung von Leydner Flaschen; auch nicht, als nach Entfernung des Compensators die Nicols auf Dunkelheit eingestellt wurden.

Auch als eine $^3/_4$ Zoll (1.7 Ctm.) dicke, 20 Zoll (50 Ctm.) lange Glasplatte beiderseits mit schmalen, 15 Zoll (ca. 38 Ctm.) langen Stanniolstreifen bedeckt wurde und das Licht der Lampe zwischen denselben hindurchging, ergab sich keine Wirkung bei Verbindung der Stanniolstreifen mit dem Inductorium, obgleich das Licht auf einer Länge von etwa 40—50 Ctm. durch das von der Inductionswirkung ausgesetzte Glas hindurchging und ein seitlicher Uebergang der Electricität durch Umgebung der Glasplatte mit einer dicken Schicht isolirenden Kittes vollständig verhindert war. Die Länge des Funkens des Inductoriums zwischen zwei seitlichen Ableitungen der zu den Stanniolstreifen führenden Electroden betrug hierbei immer noch 11—12 Zoll (30 Ctm.), sodass die Ladung eine höchst bedeutende sein musste. —

G. W.

IX. *C. A. Young. Beobachtungen über die Ablenkung der Linien im Sonnenspectrum* (Sillim. J. (3) XII. pag. 321—328.)

Die Abhandlung ist der Versammlung zu Buffalo am 24. August 1876 vorgelegt. Mit der spectroskopischen Bestimmung der Sternbewegung haben sich Huggins, Vogel, Christie u. A. beschäftigt und über die Verschiebung der Spectrallinien durch die Sonnenrotation hat 1872 Vogel einen Aufsatz veröffentlicht. Zöllner hat darauf hingewiesen, dass zwischen der Bewegung des Lichtes vom östlichen und westlichen Sonnenrande durch die Rotation in der relativen Bewegung eine Differenz von nahe $2^1/_2$ engl. Meilen für 1 Sekunde herauskommt, welche sich an seinem Reversionsspectrum beobachten lassen müsse. Bei der Doppellinie *D* bringt diese Differenz eine Verschiebung von circa $^1/_{77}$ ihres Abstandes hervor, und die von Vogel 1871 angestellten Messungen ergeben die Rotationsgeschwindigkeit am Aequator zwischen 0.35 und 0.42 geog. Meilen in 1 Sekunde. Herr Young hat einen Spectral-Apparat, welchen er Rutherfurd verdankte, von $2^1/_4$ Zoll Oeffnung, 16 Zoll Brennweite und mit einem Prisma von 45^0 eingesetzt zwischen Objectiv und Ocular. Er beobachtete am 10. u. 15. Juli und 10. u. 12. August die Verschiebung der Linie *D* am Ost- und Westrande der Sonne, indem er den Spalt sowohl vertical als tangential zum Sonnenrande stellte und fand von den Angström'schen Werthen für die Linie *D* ausgehend, die Differenz der Geschwindigkeit des Lichtes pro Secunde im Mittel 2.79 ± 0.18 und 2.84 ± 0.07. Er leitet daraus die Geschwindigkeit der Sonnenrotation zu 1.42 engl. Meilen pro Secunde ab, während die directe Berechnung 1.2 engl. Meilen gibt. Den grösseren beobachteten Werth glaubt Herr Young einer physikalischen Thatsache zuschreiben zu müssen, er nimmt an, dass der Sonnenkörper sich selbst in der Chromosphäre etwas in dem Sinne, wie die Aequatorregionen bewege. Am 10. August mass er noch die vorzüglichste Linie aus der *B*-Gruppe und gelangte zu einem negativen Resultate,

welches ausdrückt, dass diese Linien atmosphärischer Natur seien. B.

X. ***J. Hopkinson.*** *Rückstand der Leydener Flasche* (Phil. Mag. (5) II. pg. 314—315).

Der Verfasser vergleicht den electropolaren Zustand der Glasmoleküle einer eben entladenen Leydener Flasche mit dem Verhalten der Körper beim Magnetisiren, indem in beiden Fällen die Zustandsänderung eine Funktion der Zeit ist. Bei der Flasche sind die Verhältnisse complicirter, weil wahrscheinlich für jede Verbindung des aus verschiedenen Silicaten gemischten Glases, die betreffende Funktion ihre besonderen Constanten hat. — Die Analogie wird bestätigt durch die Erscheinung, dass bei der Flasche der Rückstand rascher herauskommt, wenn man sie klopft.

W. F.

XI. ***Denayrouze.*** *Ueber eine neue, von Herrn Jabloschkoff erfundene electrische Lampe* (C. R. LXXXIII. pg. 813. 1876).

Jabloschkoff will die bei den electrischen Lampen bisher verwendeten Uhrwerke beseitigen, indem er zwei Kohlenstäbe in einem kleinen Abstande parallel neben einander befestigt und den Zwischenraum zwischen ihnen mit einer isolirenden Masse, Sand, Glaspulver u. s. f. erfüllt. Wenn an den freien Enden der Kohlenstäbe der Lichtbogen auftritt, und dieselben abbrennen, so schmilzt oder verflüchtigt sich das isolirende Medium, wobei es in ähnlicher Weise leuchtet, wie die Drummond'schen Kalkcylinder, oder es fällt herunter, sodass stets neue Stellen der Kohlen frei werden. Die Helligkeit soll dadurch bei gleicher Electricitätsquelle die doppelte von der bei den gewöhnlichen electrischen Lampen werden. Auch lassen sich durch eine Electricitätsquelle (eine Gramme'sche Maschine) zugleich mehrere Lichtbogen erzeugen. G. W.

XII. ***H. Becquerel.*** *Experimentelle Untersuchungen über die magnetische Drehung der Polarisationsebene. III. Dispersion der Polarisationsebenen bei Strahlen von verschiedener Wellenlänge* (C. R. LXXXIII. pg. 125. 1876).

Die positiven electromagnetischen Drehungen der Polarisationsebene (in Schwefelkohlenstoff, Wasser, Schwefelphosphor) sind nahezu dem Quadrate der Wellenlängen proportional; genauer lassen sie sich durch die Formel $\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda^2}$ ausdrücken, wo λ die Wellenlänge und n der Brechnungsindex für die einzelnen Strahlen ist.

Lösungen negativ drehender Körper, z. B. wässerige Eisenchloridlösung zeigen bei geringem Gehalt an Eisen (sp. Gew. 1.155) für die rothen Strahlen eine positive, für die blauen eine negative Drehung; indem die Polarisationsebene im Wasser und Eisenchlorid unabhängig von einander in entgegengesetztem Sinne und mit verschiedener Dispersion gedreht wird und beide Drehungen sich addiren. Nach Abzug der Drehung durch das Lösungsmittel (Wasser), erhält man bei verschiedenen Concentrationen die gleichen Drehungen für die Gewichtseinheit des Salzes.

Diese letzteren Drehungen, ebenso wie die negativen Drehungen für Titanchlorid sind nahezu der vierten Potenz der Wellenlängen umgekehrt proportional. Stellt man also die Drehung durch die Formel $\frac{a}{\lambda^2}+\frac{b}{\lambda^4}$ dar, wo a und b Constante sind, so würde für die positiv drehenden Körper a relativ gross und positiv, für die negativ drehenden b relativ gross und negativ sein.

G. W.

XIII. ***Edm. Becquerel.*** *Ueber die Beobachtung des ultrarothen Theiles des Spectrums mit Hülfe der Phosphorescenz-Erscheinungen* (C. R. LXXXIII. pg. 251—255).

Bekanntlich wird die Phosphorescenz, die die violetten und ultravioletten Strahlen erzeugt haben, durch rothe oder ultrarothe Strahlen vernichtet oder doch wenigstens geschwächt. Becquerel hat dies auf folgende Weise

verwerthet. Durch zwei Spalte fallen zwei parallele Sonnenstrahlenbündel auf zwei Prismen, von denen das eine. ein Schwefelkohlenstoffprisma, ein Spectrum auf dem phosphorescirenden Körper, am besten der phosphorescirenden hexagonale Blende von Sidot, entwirft. Das zweite Prisma, aus Flintglas, wird um seine verticale Axe so gedreht, dass nur der ultraviolette Theil des von ihm entworfenen Spectrums auf die zu untersuchende Substanz fällt. Es zeigt sich dann folgendes: In dem ultrarothen Theile des ersten Spectrum ist die Phosphorescenz der betreffenden Substanz, die durch das Ultraviolett des zweiten Spectrum erregt war, vernichtet; aber ungleichmässig, so dass helle und dunkle Parthien abwechseln, von denen die ersteren offenbar dunkeln Parthien im ultrarothen Spectrum entsprechen, so dass dieses gleichsam sichtbar wird.

Bei Anwendung der oben erwähnten Schwefelblende zeigt sich eine Wirkung des Ultrarothen jenseits *A* bis auf einen Abstand, der doppelt so gross ist als der zwischen *A* und *D*.

Benutzt man neben dem Schwefelkohlenstoffprisma noch eine Crownglaslinie, so folgen auf *A* zwei Linien, A_1 und A_2, dann eine Gruppe von vier Linien A' A_1' A_2' A_3', von ihnen sind die drei ersten etwa aequidistant; die vierte, am wenigstens brechbare, steht etwas weiter ab. Ein weiterer Streifen A'' scheint mit dem von Fizeau und Foucault mittelst des Thermometers gefundenen übereinzustimmen. Ziemlich an der Grenze der Erscheinung tritt ein breiter Streifen A''' auf, jenseits dessen bei sehr starker Beleuchtung noch zwei andere angedeutet sind.

Besonders hell dürfte die Parthie zwischen A'' und A''' sein, da hier die Zerstörung des Phosphorescenz-Lichtes vollständiger ist, als diesseits und jenseits derselben; es macht sich dies auch bei Anwendung anderer phosphorescirender Körper bemerkbar. Erzeugte Becquerel Newton'sche Ringe in einer dünnen Luftschicht nach einer der Foucault'schen ähnlichen Methode, so erhielt er die folgenden Brechungsexponenten *n* und Wellenlängen λ für die einzelnen Liniengruppen.

A''' (am wenigsten brechbarer Rand $\lambda = 1310$, Mitte 1265 (?), am stärksten abgelenkter Rand $\lambda = 1210$, $n = 1.5877$). $A'.(n = 1.5992,\ \lambda = 840)$, $A\ (n = 1.6051,\ \lambda = 7615$ etc.).

Berechnet man aus der Formel $n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}\ \lambda$, so erhält man grössere Werthe; es kann dies an Ungenauigkeiten der Formel oder der Beobachtungen liegen.

Wasser schwächt sehr die Wirkung des Sonnenlichtes in der Parthie $A\,A'$, indem es diese Strahlen absorbirt.

E. W.

XIV. ***F. Villari.*** *Ueber den Ausfluss des Quecksilbers aus Capillarröhren von Glas* (Cim. (2) XV. p. 263—275. XVI. p. 23—48).

In der obigen Arbeit hat der Verfasser die Untersuchungen von Poiseuille wieder aufgenommen. Sein Apparat bestand aus einem grossen, mit gut gereinigtem Quecksilber gefüllten Glasgefäss, das mittelst eines weiten Hahnes und Kautschukschlauches mit dem horizontal gelegten Capillarrohre in Verbindung stand. Druckänderungen wurden durch Heben und Senken des Quecksilberreservoirs erzeugt. Die umgebende Temperatur wurde während der Versuche constant erhalten. Die letzteren bestätigen, wie dies auch zum Theil schon die Untersuchungen Warburgs[1]) thaten, für recht lange und enge Röhren die Poiseuille'schen Gesetze. Die kleinste Länge bei der sie noch gültig sind, ist kleiner bei engen als bei weiten Röhren und kleiner bei schwachen als bei starken Drucken, und ebenso bei elliptischen Röhren kleiner als bei kreisförmigen, wenn beide einen gleichen mittleren Radius besitzen.

Das Quecksilber kann entweder in Tropfen oder als Strahl ausfliessen; in dem ersten Falle gelten die Poiseuille'schen Gesetze, im zweiten nicht. Ferner hat sich ergeben, dass je nach der Art des Reinigens des Capillarrohres der Reibungscoefficient verschiedene Werthe annahm.

D. M.

---

1) Pogg. Ann. Bd. CXL. pg. 367. D. Red.

XV. ***B. Felici.*** ***Ueber die Wirkung, die ein bewegter dielectrischer Körper auf einen electrischen ausübt*** (Cim. (2) XV. pg. 73).

Unter einer Aluminiumplatte, die an einem langen und dünnen Silberdrath horizontal aufgehängt war, liess man eine horizontale Glasplatte rotiren. Solange die Aluminiumplatte unelectrisch war, folgte sie der rotirenden Glasplatte in Folge der Reibung der Luft nur wenig nach; sobald sie aber electrisirt wurde, drehte sie sich zwei bis drei Mal im Sinne der Rotation der Glasplatte um ihre Axe (vgl. auch die Versuche von Rowland. Berl. Monatsber. 1876. pg. 211—216). D. M.

XVI. ***F. Goppelsröder.*** ***Electrochemische Untersuchungen über die Benzolderivate*** (Bull. d. l. Soc. d. Mul. 1876. 11. Mai [mitgetheilt vom Verfasser]). [1]

Eine Lösung von chlorwasserstoffsaurem Anilin setzt beim Durchgange des Stromes an der positiven Electrode ein sammetschwarzes Pulver, das Anilinschwarz ab, welches nach Behandlung mit Wasser, Alcohol, Aether, Benzin und nochmals mit Alcohol sich als $C_{24}H_{20}N_4 + HCl$ erwies und aus dem Anilinsalz durch Oxydation von 8 Atomen Wasserstoff entsteht.

In ähnlicher Weise dürfte sich die Lösung von schwefelsaurem Anilin electrolysiren. [2]

Toluidinsalze geben an der positiven Electrode einen braunen, in Alcohol löslichen, die Seide und Wolle braunfärbenden Absatz. Das Pseudotoluidin bildet daselbst eine violette Farbe, die Salze desselben liefern dagegen einen braunen Absatz; gemischte Lösungen von Chlorwasserstoff, Toluidin und Pseudotoluidin geben eine rothe, Methylanilinsalze eine violette Farbe, die auch durch Oxydation des Methylanilins von Lauth erhalten wurde. Salze von Ditoluylamin, Diphenylamin und Phenyltoluylamin geben eine blaue Farbe, Methyldiphenylamin giebt eine blaue

---

1) Vgl. auch C. R. LXXXI, pg. 944. 1875; LXXXII. pg. 1199. 1876.

2) Auch Coquillon, C. R. LXXXI, pg, 408. 1875.

oder violette Farbe, Phenol in saurem Wasser bleibt an der negativen Electrode farblos und setzt an der positiven einen braunen, in Alcohol löslichen Absatz. Naphtylaminsalze liefern einen violetten Farbstoff; Anthrachinon giebt an der negativen Electrode einen rothen, beim Filtriren und beim Umkehren des Stromes an der positiven Electrode weiss werdenden Körper; pulverförmiges in concentrirte Kalilauge eingetragenes Anthrachinon giebt beim Erhitzen bis zum Schmelzen des Kalis Alizarin.[1] G. W.

XVII. ***A. Naccari** und **M. Bellati.** Ueber die thermoelectrischen Eigenschaften des Natriums und Kaliums bei verschiedenen Temperaturen* (Atti del Jst. Ven. (5) II.).

Die Metalle wurden geschmolzen in enge Glasröhren gebracht, und in ihre Enden Kupferdräthe gesenkt. Nach dem Erstarren wurden die Contactstellen mit letzteren mit Gefässen voll Petroleum umgeben, die auf verschiedene Temperaturen erhitzt wurden. Die Intensitäten der erhaltenen Thermoströme wurden an einem Wiedemann'schen Spiegelgalvanometer abgelesen. Um den Einfluss der Aenderung der Stellung des Kupfers in der thermoelectrischen Reihe zu eliminiren, wurden ebenso die thermoelectromotorischen Kräfte eines aus einem Bleidrathe und zwei Kupferdräthen bestehenden Thermoelementes hestimmt und aus der Differenz der in beiden Beobachtungsreihen erhaltenen Resultate die thermoelectromotorischen Kräfte der Elemente Bleikalium und Bleinatrium bestimmt. Wurde der Strom eines Daniell'schen Elementes von bekanntem Widerstand durch die Bussole geleitet und der Widerstand des übrigen Schliessungskreises bestimmt, so konnte aus den in beiden Fällen erhaltenen Ausschlägen das Verhältniss der thermoelectromotorischen Kraft zu der des Daniell'schen Elementes ($11{,}24.10^{10}$), resp. erstere in absoluten electromagnetischen Einheiten ausgedrückt werden. Ist die eine Löthstelle auf 0°, die andere auf die Temperatur t

---

[1]) Der überwiegend chemisch-technische Inhalt der Abhandlung verbietet ein näheres Eingehen auf die Einzelheiten.

gebracht, so ergiebt sich in absolutem electromagnetischem Maass

$$E_{Pb-Na} = 10^4 \left\{ 21.88870\,t + 0.176415\,t^2 \right\}$$

zwischen 0 und 48°,

$$E_{Pb-K} = 10^5 \left\{ 8.76426\,t + 0.02063127\,t^2 \right\}$$

zwischen 0 und 48°.

Sind T_1 und T_2 die absoluten Temperaturen der Contactstellen, so ist

$$E_{Pb-Na} = -\,3528.3\,(T_1 - T_2) \left\{ 210.96 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right\}$$

$$E_{Pb-K} = -\,4126.254\,(T_1 - T_2) \left\{ 60.6 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right\}$$

und bei geschmolzenem Kalium

$$E_{Pb-K\,\text{geschm.}} = 2529.87\,(T_1 - T_2) \left\{ 80.79 + \frac{T_1 + T_2}{2} \right\}$$

woraus der neutrale Punkt nach Thomson für *Pb* – *Na* zu 210.96° (abs.), für festes *Pb* – *K* zu 60°.6 (abs.), für geschmolzenes Kalium mit Blei zu – 88°.79 folgt.

Die in dem Thomson'schen thermoelectrischen Schema dem Natrium und Kalium entsprechenden Curven sind demnach gerade Linien, welche die als Abscissenaxe genommene Linie für das Blei, auf der die Temperaturen in Celsius'schen Graden verzeichnet sind, resp. bei den Temperaturpunkten – 62.04 (*Pb* – *Na*); – 212.4 (*Pb* – *K* fest); – 361.79 (*Pb* – *K* geschmolzen) treffen.

Die Tangenten der Neigungswinkel dieser Linien gegen die Abscissenaxe wären 3528.3; 4126.25; 2529.87.

D. M.

XVIII. ***Eccles. Wirkung eines Kupferzinkelementes auf Chlorate u. Perchlorate*** (J. chem. soc. CLXII. p. 856. 1876).

Eine siedend heisse Lösung von chlorsaurem Kali wird durch ein geeignetes Kupferzinkpaar vollständig zu Chlorkaliumlösung reducirt, während eine Lösung von überchlorsaurem Kali unverändert bleibt. Die Salze lassen sich hierdurch quantitativ von einander trennen.

G. W.

XIX. **G. Leclanché.** ***Neue Mangansuperoxydkette*** (C. R. LXXXIII. p. 54. 1876).

Statt des Gemisches aus grob gepulvertem Braunstein und Coaks wendet neuerdings Leclanché in diesen Elementen Cylinder an, welche durch einen Druck von 300 Atmosphären in stählernen Formen bei einer Temperatur von 100° aus einem Gemenge von 40 Theilen gepulverten Braunstein, 55 Theilen Gaskohle und 5 Theilen Schellack geformt werden. Ein Zusatz von 3—4 % zweifach schwefelsaurem Kali vermindert den Widerstand der Cylinder und dient als Lösungsmittel für die sich bildenden Oxychlorüre.

Die electromotorische Kraft der mit diesen Cylindern versehenen Leclanché'schen Elemente ist 1.5 von der der Daniell'schen Kette.

G. W.

XX. **J. Stamkart.** ***Beschreibung der Intensitätsbussole. Bemerkung über ihren Gebrauch. Die horizontale Intensität des Erdmagnetismus, beobachtet mit der Intensitätsbussole*** (Arch. neerl. XI. p. 197. 229. 139. 1876).

Um die Aenderungen der Intensität der Magnetisirung der Bussolennadeln zu finden, lässt Stamkart vertical übereinander in einem Gehäuse zwei Magnetnadeln schwingen, welche Theilkreise tragen, deren oberer auch auf der unteren Seite getheilt ist. Durch ein kleines Fernrohr kann man in einem neben dem unteren Kreise angebrachten Spiegel sowohl letzteren, wie die untere Theilung des oberen Kreises, und somit den Winkel zwischen beiden Nadeln ablesen, woraus sich die gewünschten Beziehungen ebenso, wie die horizontale Intensität des Erdmagnetismus und die Ablenkung der Bussolennadeln auf den Schiffen ableiten lassen.

G. W.

XXI. **Trève und Durassier.** ***Ueber eine neue dynamomagnetische Erscheinung*** (C. R. LXXXIII. p. 857. 1876.

Wird ein weicher Eisencylinder auf den neutralen Punkt eines Magnets gelegt, so bewegt er sich zu den

Polen. Die dabei geleistete Arbeit, das Product des Gewichtes des Cylinders mit der Länge des durchlaufenen Weges, dividirt durch die dazu erforderliche Zeit, soll eine neue Methode zur Messung des Magnetismus geben. Die betreffende Function wird „Magnetic" genannt.

G. W.

XXII. ***J. J. Bianconi.*** *Elasticität und Biegsamkeit des Eises* (Mem. d. Acc. di Bologna (3) I. J. de phys. V. p. 317. 1876).

Der Verfasser hat in einer Reihe von Versuchen das Verhalten des Eises gegen biegende und tordirende Kräfte untersucht. Im ersteren Falle wurde die Eisplatte an ihren beiden Enden aufgelegt und in der Mitte belastet, es trat dann allmählich eine beträchtliche Biegung ein; doch musste die Temperatur der Umgebung etwas über Null liegen, so dass das Eis auch in seinem Inneren nicht weit unter seinem Schmelzpunkt erkaltet war. Bei niederen Temperaturen zeigte sich das Eis vollkommen spröde. Zu den Torsionsversuchen wurden die Eisstücke mit ihrer Mittellinie auf ein Brett gelegt, und an beiden Enden Queerstäbe befestigt, die an entgegengesetzten Seiten mit Gewichten belastet wurden; schon nach kurzer Zeit zeigte sich eine starke Deformation; doch springt das Eis stets bei heftigen Erschütterungen. Hiermit stimmen die Versuche von Pfaff, (die in den Annalen publicirt werden), vollkommen überein. Wie Bianconi, weist auch er darauf hin, dass diese Biegsamkeit neben der Regelation bei der Gletschertheorie in Betracht gezogen werden müsse.

Bei den neueren Versuchen von Bianconi presste der Verfasser Kieselsteine oder Metallplatten stark gegen die obere Eisfläche und fand, dass dieselben beträchtlich tief eindrangen, indem das Eis wie Wachs an den Seiten des betreffenden Körpers emporgedrückt wurde.

E. W.

XXIII. ***N. M. Hicks.*** *Reibung des Aethers* (Nature XIV. p. 144).

Stewart und Tait hatten gefunden, dass in luftleerem Raume schnell rotirende Scheiben sich erwärmten und er-

klärten dies aus einer Reibung am Aether. Lässt man aber eine Scheibe schnell rotiren, so dehnt sie sich in Folge der Centrifugalkraft in radialer Richtung aus und kühlt sich ab, wird dann aber durch Bestrahlung wieder auf die Temperatur der Umgebung gebracht. Beim Aufhören der Rotation zieht sie sich wieder zusammen und erwärmt sich. Hicks hat berechnet, dass für Silberscheiben sich bei den Versuchen von Stewart und Tait eine Erwärmung von 0.4° C. ergeben musste, während diese eine von 0.47° C. beobachteten. Wäre aber in der That die Erwärmung eine Folge der Reibung des Aethers, so würde diese 0.0006 pro □′ betragen und der Tag würde im Laufe eines Jahrhunderts um 0.006″ verlängert werden.

E. W.

XXIV. *F. A. Forel. Ueber die Seiches der Schweizer Seen* (Phil. Mag. (5) II. 447—449 [Dec.]).

Die „Seiches“ sind regelmässige Oscillationen des Niveau's der Seen und sind von Forel und anderen an den verschiedensten Orten beobachtet worden. Sie finden in der Weise statt, dass, wenn das Wasser an einem Ufer des Sees steigt, es am anderen sinkt und umgekehrt. Ihre Ursachen sind entweder ungleichmässige Aenderungen des Barometerstandes an verschiedenen Stellen des betreffenden Sees, oder Erdstösse, oder endlich Windstösse. Ihre Schwingungsdauer t, d. h. die Zeit, die zwischen dem tiefsten und höchsten Stande des Wassers verstreicht, hängt ab von der Länge l und der Tiefe h des betreffenden Sees. Auch ist dieselbe verschieden, je nachdem die Oscillationswelle in der Richtung der Längs- oder Queerdimension des Sees erfolgt. Ersetzen wir den See durch ein Gefäss mit horizontalem Boden, so ergiebt sich nach Rud. Merian zwischen h, l und t die folgende Relation:

$$t = \sqrt{\frac{\pi l}{g}} \left\{ \frac{\left(e^{\frac{\pi h}{l}}\right)^2 + 1}{\left(e^{\frac{\pi h}{l}}\right)^2 - 1} \right\}^{\frac{1}{2}} \text{ also } h = \frac{l}{\pi} \left\{ \frac{\log \sqrt{\dfrac{t^2 + \frac{\pi l}{g}}{t^2 + \frac{\pi l}{g}}}}{\log e} \right\}$$

kann also aus der Länge eines Sees und der Schwingungsdauer des Wasser in demselben die Tiefe berechnen, dabei muss an Stelle des obigen h die mittlere Tiefe des Sees treten.

Bei transversalen „Seiches" im Genfer See ergab sich $h = 216$ M., die grösste Tiefe ist in dem betreffenden Queerschnitte 334 M. Bei longitudinalen „Seiches" ergab sich $h = 130$ M., so dass dies nach der Theorie die mittlere Tiefe des ganzen Sees ist.

Longitudinale Seiches des Brienzer Sees ergaben h gleich 233 M., die grösste beobachtete Tiefe beträgt 261 Meter. Am Wallenstädter See ergab sich eine theoretische mittlere Tiefe von 128 M., Sondirungen ergaben Tiefen von 97, 104, 118, 128, 133, 136, 138 M. Im Ganzen ist daher die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung recht befriedigend. — E. W.

XXV. *Sitzungsbericht der Physical Society zu London* (Nature XV. pag. 91—92).

Herr J. Lodge schlägt an Stelle der von Forel für die „Seiches" gegebenen Formel (s. d. vorigen Aufsatz) die Formel $t = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \operatorname{cotg} \frac{\frac{1}{2}\pi h}{l}$ vor. — Herr Dr. Stone zeigt auf Metall (Gussstahl und Neusilber) und Glas geritzte Gitter vor, die im reflectirten Lichte weit hellere Spectra als die gewöhnlichen Gitter bei durchgehendem Lichte geben, und die besonders für die Beobachtung der ultravioletten Strahlen viele Vorzüge besitzen. Es sollen auch Versuche mit Spiegelmetall angestellt werden. — Herr Guthrie hat Kleister mit Kochsalz und Wasser in eine Röhre hermetisch verschlossen, dabei gab mit der Zeit das sich verändernde Colloid sein Wasser an das Kochsalz ab; ebenso bei Anwendung von Chlorcalcium. — Herr W. C. Roberts erwähnt, dass eine Gallerte, die 5% Kieselsäure enthält, ihr Wasser an wasserfreie Schwefelsäure abgiebt und zu einem harten Glase erstarrt. E. W.

1877. № 2.

BEIBLÄTTER ZU DEN ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. *Dr. Christoph Ruths. Ueber den Magnetismus weicher Eisencylinder und verschieden harter Stahlsorten* (Dortmund 1876).

Während es bei den früher von mir und Anderen angestellten Versuchen über das Verhalten des Eisens und Stahles beim Magnetisiren durch aufsteigende und abwechselnd entgegengesetzte Kräfte zur Erzielung vergleichbarer Resultate vollkommen genügte, die störenden Inductionsströme zu vermeiden und die Stäbe stets in gleicher Weise den magnetischen Kräften auszusetzen, hat Herr Ruths in einer sehr fleissigen Arbeit die Eisen- und Stahlkerne in ein möglichst gleichartiges magnetisches Feld gebracht.

Der Strom der Säule ging durch einen Schlüssel und theilte sich dann in zwei Parallelzweige, deren einer einen Rheostaten, der andere eine Tangentenbussole, die in ostwestlicher Lage befindliche Magnetisirungsspirale und eine Compensationsspirale enthielt, welche die durch die Magnetisirungsspirale verursachten und mittelst Scala und Fernrohr abgelesenen Ablenkungen des Magnetspiegels einer Spiegelbussole compensirte. Durch einen Gyrotrop konnte die Stromesrichtung in der Tangentenbussole allein umgekehrt werden.

Erst wurde in den Zweig I eine geringe Rheostatenlänge eingeschaltet und der Eisenstab in die Spirale eingeführt, in der er mittelst aufgeschobener Korke in der axialen Lage erhalten wurde. Dann wurde der Strom geschlossen und bei dreimaligem Umlegen des Gyrotrops die Stromintensität gemessen, sowie die dem temporären Magnetismus entsprechende Ablenkung des Magnetspiegels

beobachtet. Bei Einschaltung immer grösserer Rheostatenlängen in Zweig I konnte die Magnetisirung bei immer grösserer Stromstärke vorgenommen werden.

Durch Beobachtung der Ablenkungen des Magnetspiegels bei zwei etwas verschiedenen Entfernungen der Magnetisirungsspiralen mit den Eisenkernen, konnte annähernd der Polabstand 2λ der Magnete berechnet und in die zur Bestimmung ihres Momentes verwendete Formel $M = \frac{(R^2 - \lambda^2)^2}{2R} H \operatorname{tg} \alpha$ eingeführt werden, in der R den Abstand der Mitte des Stabes vom Spiegel, α die Ablenkung desselben, H die horizontale Componente des Erdmagnetismus (2.12) bezeichnet, in welcher letzteren als Einheit alle beobachteten Werthe ausgedrückt sind.

Die Dimensionen der Magnetisirungsspiralen waren:

	Länge	äusserer Radius	innerer Rad.	Zahl der Windungen	Zahl der Lagen
I.	220 Mm.	11.9 Mm.	11.0 Mm.	212	1
II.	252	17.0	13.5	275	4
III.	250	12.5	8.5	260	6

Es wurden 49 Stäbe von 7 Längen (40—160 Mm.) und 7 Dicken (0.62—5.08 Mm.) benutzt. Selbst bei den längsten derselben änderten sich die auf ihre einzelnen Theile wirkenden magnetisirenden Kräfte der Länge nach um weniger als 3 %. Als magnetisirende Kraft ist stets der mittlere Werth derselben angenommen. Die Dicke der Stäbe war ebenfalls so gering, dass auch der Quere nach die magnetisirenden Kräfte als gleich angesehen werden konnten. Die Stäbe wurden vor jedem Versuche frisch ausgeglüht.

Bei diesen Versuchen wird bei dem Umlegen des Gyrotrops vor der Tangentenbussole vorübergehend der magnetisirende Strom unterbrochen, so dass also die Stäbe der mehrfachen Wirkung des gleichen Stromes ausgesetzt sind.

Die unter sonst gleichen Bedingungen bei den verschiedenen Spiralen erhaltenen Werthe differiren bei

gehöriger Reduction meist um viel weniger als ein Procent.

Die Resultate sind die folgenden:

1) Zunächst sind, wie sich von vornherein erwarten liess, die von einer magnetisirenden Kraft in der Gewichtseinheit des Eisens erzeugten temporären[1]) Momente m eine stetige Function des Verhältnisses α der Länge l der Stäbe zu ihrer Dicke d.

Bei ähnlichen Stäben entsprechen gleichen magnetisirenden Kräften gleiche Momente m der Gewichtseinheit. (Letzteres ist der Satz von Thomson. Wied. Galv. II. 418).

2) Ruths hält es für wahrscheinlich, dass der Quotient $\frac{M}{J}$ des Moments M der ganzen Stäbe durch die magnetisirende Kraft J nicht mit Null, sondern mit einem bestimmten Werthe beginnt, der mit der Zunahme des Verhältnisses $\frac{l}{d}$ zunimmt. (Nach meinen Versuchen nähert sich die den Gang der temporären Momente mit wachsender magnetisirender Kraft M darstellende Magnetisirungscurve asymptotisch der Abscissenaxe, die sie also erst bei der Kraft $J = o$ erreichen würde. Das Verhältniss ist ganz analog dem der temporären Gestaltsveränderungen der Körper durch äussere Kräfte. G. W.)

3) Das Anwachsen von $\frac{M}{J}$ verläuft um so früher, je grösser α ist (was ich schon früher ausgesprochen habe; vgl. Pogg. Ann. Bd. CXVII. S. 200. 1862, auch Börnstein, Ber. d. K. Sächs. Gesellschaft d. Wissensch. 1874. p. 93. Pogg. Ann. Bd. CLIV. S. 306), und die magnetisirende Kraft, bei

[1]) Herr Ruths braucht für das Wort „temporärer“ Magnetismus den Ausdruck „inducirter“, für das Wort „permanenter“, den Ausdruck „remanenter“ Magnetismus, für die Differenz beider Magnetismen „temporärer“ Magnetismus. Ich habe schon einmal darauf aufmerksam gemacht, wie wünschenswerth es ist, um Irrungen zu vermeiden, die nun einmal hergebrachten Namen „temporärer, permanenter und remanenter“ (in geschlossenen Magneten zurückbleibender) Magnetismus, denen man allenfalls noch den Namen „verschwindender“ (temporärer weniger permanenter) Magnetismus, beifügen könnte, nicht wiederum abzuändern, oder ihnen andere Bedeutungen beizulegen (G. W.).

welcher das Maximum von $\frac{M}{J}$ eintritt, ist eine stetige Function von α und für ähnliche Stäbe die gleiche.

4) Der in der Gewichtseinheit beim Eintritt des Wendepunktes $\left(\text{Maximums von } \frac{M}{J}\right)$ erzeugte temporäre Magnetismus ist bei verschiedenen Stäben nicht sehr verschieden, wächst aber etwas mit wachsendem α. Das Gesammtmoment M der Stäbe ist beim Wendepunkt etwa 0.4 des Maximums.

5) Für Stäbe, bei denen α sehr klein (etwa < 12) ist, ist der Quotient $\frac{M}{J}$ innerhalb der ersten Theile der Magnetisirungscurve wesentlich constant.

6) Auch abgesehen von dem Wendepunkt haben die Formeln von Müller, Lamont ($M = M_0 (1 - e^{-KJ})$) und Weber keine allgemeine Gültigkeit. Nach letzteren beiden Formeln nähern sich die Momente schneller einem Maximum, als der Beobachtung entspricht.

7) Am bequemsten schliesst sich den für jeden einzelnen Stab beobachteten Momenten der Gewichtseinheit, wenn α zwischen 30 und 150 liegt, namentlich jenseits des Wendepunktes, die Formel

$$m = C\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (C^1 J)^2}}\right) \text{ oder } m = C(1 - \cos\gamma),$$

wenn $C^1 J = \text{tg. } \gamma$ gesetzt wird, an. Dabei nehmen die Constanten folgende Werthe an

$\alpha =$	40	50	60	80	100	150
$C =$	900	870	830	830	830	860
$C^1 =$	0.0145	0.0195	0.027	0.036	0.042	0.052

8) Bei gleich langen Stäben, ist das Moment M, welches man durch Multiplication des in der Gewichtseinheit erzeugten Momentes mit dem ihrem Querschnitte proportionalen Gewichte der Stäbe erhält, durchaus nicht dem Stabdurchmesser proportional.

Die die Abhängigkeit der Gesammtmomente M von der Dicke d darstellende Curve steigt erst schneller an, als der Proportionalität mit d entspricht, erreicht sodann

einen Wendepunkt und wird gegen die Abscissenaxe concav. Je grösser die magnetisirende Kraft ist, bei desto grösseren Dicken tritt der Wendepunkt an.

9) Ebenso lässt sich das Moment gleich dicker Stäbe nicht durch eine einfache Potenz ihrer Länge darstellen. Bei einer gegebenen magnetisirenden Kraft wachsen die Quotienten $\frac{M}{l\sqrt{l}} = \text{const}\ \frac{m}{\sqrt{\alpha}}$ für gleich dicke Stäbe mit der Länge, erreichen dann ein Maximum und nehmen nachher wieder ab.

Auch die Green'sche Formel stellt das Moment weicher Eisenstäbe in seiner Abhängigkeit von den Dimensionen nicht dar, ebensowenig die Formel von Neumann, auch mit der Abänderung von Kirchhoff, da die Magnetisirungsfunktion $k = f(u)$ für verschiedene Stäbe verschieden ist.

Es ist z. B.

$\alpha = 40$		90		130		150	
u	k	u	k	u	k	u	k
35	224	25	312	17	450	13	576
80	488	75	522	77	509	75	521
140	839	144	1084	146	1066	153	1017
210	1114	203	1346	206	1322	217	1257
250	1206	273	1288	269	1302	277	1268
398	981	422	1016	393	1091	376	1141
737	635	931	545	727	698	625	812
1648	331	1395	391	1013	534	855	636
2368	247	2260	259	2784	224	2530	246

So ist auch die Beobachtung Oberbeck's[1]), dass gleichen Werthen von u bei verschiedenen Stäben stets derselbe Werth k zukommt, nicht richtig, da k auch bei gleichem u mit wachsendem α steigt.

Endlich wird es nicht als erwiesen angesehen, dass die Maxima des temporären Magnetismus dem Volumen proportional sind, wenn sie auch von dieser Proportionalität nicht sehr entfernt sind. (Sie würden sich doch wohl

[1]) Pogg. Ann. Bd. CXXXV. S. 74.

diesem Verhältnisse immer mehr nähern, wenn die äusseren Kräfte die zwischen den Molekülen wirkenden mechanischen und magnetischen Kräfte weit überwiegen. G. W.)

Ausserdem wurde der permanente Magnetismus P der weichen Eisenstäbe nach plötzlicher Unterbrechung des Stromes beobachtet. — (Da hierbei die Oeffnungsextraströme auftreten, verändern sie event. den permanenten Magnetismus, je nach ihrem Verlauf in verschiedenem Grade. Auch können die in der Eisenmasse selbst auftretenden Ströme störend einwirken.) Die folgende Tabelle enthält einige der beobachteten Werthe.

$l = 100.00$			$l = 60.00$			$l = 100.00$			$l = 200.00$			$l = 160.00$		
$d = 5.08$			$d = 1.62$			$d = 1.62$			$d = 1.24$			$d = 0.44$		
$\alpha = 19.70$			$\alpha = 37.00$			$\alpha = 61.90$			$\alpha = 226.00$			$\alpha = 256.00$		
J	M	P	J	M	P	J	M	P	J	M	P	J	M	P
10.0	148	—	10.0	17.4	—	10.0	35	—	9.2	27	—	7.3	7.5	—
20.0	340	—	20.0	43.0	11.7	20.0	115	—	18.8	187	134.0	13.6	22.0	11
21.5	380	17.7	44.5	135.9	27.2	38.7	340	105	55.3	668	588.0	20.9	81.0	55
50.0	1010	45.0	74.9	248.7	35.1	53.4	526	123	133.8	748	641.0	34.4	185.0	159
83.8	1805	61.4	111.1	373.0	38.9	75.4	736	133	150.0	749	641.4	80.9	273.0	225
96.4	2068	81.4				91.1	824	140				139.1	303.0	240
												150.5	305.0	268

1) Hiernach bestätigt sich die schon bekannte Continuität der Magnetisirungscurve, das schnellere Ansteigen des permanenten Magnetismus des weichen Eisens bis zum Wendepunkt und die schnellere Annäherung an das Maximum im Verhältniss zu dem analogen Verhalten des temporären Magnetismus. Dabei soll der permanente Magnetismus P erst bei einer bestimmten magnetisirenden Kraft J (für $\alpha = 20-300$, $J = 3-10$) merklich auftreten [1]); er erreicht bald einen Punkt, bei dem er etwa $1/4$ des Maximums ist, und zwar bei den verschiedenen Stäben ($\alpha = 40-300$) bei derselben magnetisirenden Kraft J. Später erreicht der Werth P einen Wendepunkt, bei dem P etwa 0.63 des Maxi-

[1]) Bei meinen Versuchen, bei denen die Inductionsströme möglichst vermieden waren, näherte er sich mit abnehmendem J der Null (G. W.).

mums beträgt, und dann nähert sich P schnell dem Maximum. Dabei sind P und J nie einander proportional.

2) Das Maximum des permanenten Magnetismus p_m der Gewichtseinheit wächst mit zunehmendem α, erst schneller als α (bis $\alpha = 130$, $p_m = 150$) und dann langsamer bis zu einem Maximum. Dasselbe kann dabei den hohen Werth 727 (über 80 $^0/_0$ des temporären Momentes) erreichen.

3) Für sehr kleine α ($\alpha < 7$) scheint p_m sehr klein und negativ (< -0.05 pro 1 Milligrm. Eisen) zu sein. (Sollten hier nicht alternirende Inductionsströme in der Eisenmasse wirken können? G. W.)

4) Bei gleicher Dicke d wächst mit wachsender Länge l des Stabes das gesammte permanente Maximalmoment P_m erst l^5 proportional, dann immer langsamer und zuletzt l proportional.

5) Bei gleich langen Stäben wächst mit zunehmender Dicke d das gesammte Maximalmoment P_m erst schneller als d, erreicht dann ein Maximum und nimmt dann schnell ab.[1])

Die Verschiedenheit der Gesetze des temporären und permanenten Magnetismus lassen Herrn Ruths den remanenten Magnetismus in ganz neuem Lichte erscheinen. Indess dürften sich doch die Thatsachen aus den bisherigen Vorstellungen ableiten lassen, indem bei der temporären Magnetisirung neben den mechanischen und magnetischen, zwischen den Molekülen wirkenden Kräften die, namentlich die letzteren, bei einiger Intensität weit überragende äussere magnetisirende Kraft wirkt, während bei der permanenten Magnetisirung sich nur zwischen den mechanischen und magnetischen Wechselwirkungen der Moleküle untereinander das Gleichgewicht herstellt. Daher wächst mit wachsendem α, wo die die Magnetisirung verstärkende Wechselwirkung der hintereinander liegenden Theilchen gegen die schwächende Querwirkung der nebeneinander

[1]) Vgl. auch für Stahl Lamont, Magnetismus. S. 120.

liegenden immer mehr hervortritt, das permanente Moment im Verhältniss zum temporären, und desto grösser wird das permanente Maximalmoment der Gewichtseinheit. Sind die Stäbe sehr dick, so kann die Querwirkung so überwiegen, dass dieselben ein schwächeres permanentes Gesammtmoment behalten, als dünnere G. W.).

In Bezug auf verschieden harte Stahlstäbe findet Ruths die folgenden zum Theil schon bekannten Sätze (I. 1—3 und II. 1):

I. 1) Der temporäre Magnetismus nähert sich in weichen Stäben mit wachsendem α schneller einem Maximum; 2) in weichem Stahl wird ein grösseres Moment erzeugt als in hartem; 3) in ersterem kommt das temporäre Moment zuerst eher dem Maximum nahe als in letzterem; 4) später aber nähert es sich im harten Stahl schneller dem Maximum, welches für beide Stahlsorten gleich und annähernd im Verhältnisse der Volumina der Stäbe zu stehen scheint.

II. 1) Der permanente Magnetismus erreicht in weichen Stäben eher ein Maximum, als in harten; 2) erstere besitzen bei geringeren magnetisirenden Kräften ein grösseres permanentes Moment als letztere; 3) bei Stäben, für die $\alpha < 30—40$ ist, überholt bei grösseren magnetisirenden Kräften das permanente Moment der harten Stäbe dasjenige der weichen, so dass für $\alpha < 30—40$ das permanente Moment der harten, für $\alpha > 30—40$ das der weichen Stäbe einen grösseren Maximalwerth erreicht.

4) Für dünne harte (gleich lange) Stäbe ist das Maximalmoment annähernd dem Volumen proportional, nicht für weiche und dicke, bei denen das Maximum mit der zunehmenden Dicke abnimmt.

Auch diese Sätze scheinen mit der bekannten Theorie des Magnetismus ganz in Einklang zu sein.

Bei schwachen magnetisirenden Kräften werden die Moleküle des weichen Stahls viel stärker gedreht, als die des harten; springen sie nach Aufhebung derselben mehr oder weniger in ihre Gleichgewichtslagen zurück, so ge-

schieht dies caeteris paribus freilich im weichen Stabe stärker; die grössere temporäre Ablenkung in demselben bedingt indess zugleich eine relativ grössere, sie in der Richtung der Axe einstellende magnetische Wechselwirkung; die Moleküle bleiben permanent stärker abgelenkt und die permanenten Momente nähern sich schneller einem Maximum. Je länger die Stäbe sind, desto stärker wirken die Moleküle magnetisirend aufeinander (die Längswirkung überwiegt die Querwirkung), und so erreicht bei längeren Stäben der weiche Stahl ein grösseres Maximalmoment, während bei kürzeren die Querwirkung die Längswirkung mehr beeinträchtigt, die magnetisirende Wechselwirkung der Moleküle weniger hervortritt, und so bei dem weichen Stahl die mechanischen Molekularkräfte die Moleküle auch stärker zurückdrehen können, als im harten Stahl. So kann sogar, wie sich aus den Versuchen von Schneebeli[1]) ergiebt, ein sehr gestreckter Eisenstab ein grösseres permanentes Moment zeigen, wie ein gleich gestalteter Stahlstab. In geschlossenen Magneten treten selbstverständlich diese Unterschiede für die remanenten Magnetismen noch viel stärker hervor. G. W.) G. W.

II. *Die neueren Versuche mit dem Radiometer und deren Erklärung.* [2])

1) Herr G. Govi (C. R. LXXXIII. p. 49—52) brachte ein sehr empfindliches Radiometer, dessen Flügel einerseits polirtes Aluminium, andererseits geschwärzten Glimmer trugen, in einen Glascylinder, in welchen beständig Wasserdampf von 100° einströmte. Infolge der Erwär-

---

[1]) Pogg. Ann. Egbd. VI. S. 141.

[2]) Wir geben im Folgenden eine kurze Uebersicht der in der letzten Zeit in England und Frankreich mit dem Radiometer angestellten und veröffentlichten Versuche, sowie der zu ihrer Erklärung aufgestellten Theorien.

mung der Radiometerhülle nahmen die Flügel sehr rasch eine grosse Rotationsgeschwindigkeit an und zwar gingen dabei die Aluminiumflächen voran. Nach und nach wurde die Rotation langsamer bis nach einigen Minuten die Mühle still stand. Sie blieb so lange in Ruhe, als die Temperatur der Umgebung constant (100°) war. Nach Abstellen des Dampfes trat eine der früheren entgegengesetzte Drehung ein, die endlich wieder in Ruhe überging.

Jedes Radiometer, das bei gewöhnlicher Temperatur still steht, kann zu einer solchen Drehung im „entgegengesetzten" Sinne (also die geschwärzten Flächen voran) veranlasst werden, wenn man es in ein Gefäss mit kaltem Wasser taucht. Die Bewegung hört auf, sobald die Temperatur constant geworden; nimmt man dann den Apparat aus dem kalten Wasser heraus, so dreht sich die Mühle, wie wenn sie vom Licht getroffen wird, und eine solche Drehung erfolgt selbst in der tiefsten Dunkelheit.

Ein Radiometer, welches in einer Umgebung von bestimmter Temperatur unbeweglich ist, dreht sich wieder, wenn man das Licht einer hellen Flamme auf die geschwärzten Flächen seiner Flügel fallen lässt. Radiometer von nicht geschwärztem Glimmer und Metall drehen sich bald in dem einen, bald in dem anderen Sinne, je nachdem die auffallenden Strahlen mehr oder weniger von dem Metall oder dem Glimmer absorbirt werden.

2) Herr E. Ducretet (l. c. p. 53—54) goss auf das Gefäss eines durch mittleres Tageslicht in directe Rotationsbewegung gesetzten Radiometers Aether und beobachtete, dass dann die Bewegung in die in entgegengesetztem Sinne übergeht; dass diese Reaction aber bald aufhört und die Flügel dann wieder die ursprüngliche directe Bewegung annehmen, wenn auch die Verdunstung auf der Radiometerhülle durch leichtes Besprengen mit Aether unterhalten wird. Bei dieser directen Bewegung ist die Rotation rascher als zu Anfang des Versuches. Sie nimmt endlich wieder die normale directe Geschwindigkeit an, wenn man mit dem Aethersprengen aufhört. Um den Versuch zu wiederholen, muss man warten, bis das Radiometer wieder

die äussere Temperatur angenommen hat. Herr Ducretet hat auch Versuche angestellt, um den Einfluss der Phosphorescenz auf das Radiometer festzustellen. Pulver, welche bei Insolation stark phosphorescirten, schienen auf gewöhnliche Radiometer (in einem sehr dunkeln Raume) keine Wirkung auszuüben. Ducretet will darüber noch weitere Versuche anstellen und lässt desshalb ein Radiometer construiren, bei welchem die eine Fläche mit stark phosphorescirenden Pulvern bedeckt ist, während die andere geschwärzt ist.

3) Herr A. Gaiffe (l. c. p. 272) fand bei einem Radiometer, dessen Flügel auf der einen Seite matt blau und auf der anderen matt roth angestrichen waren, dass man es durch passende Wahl der Licht- und Wärmequellen in dem einen Sinne (z. B. durch Sonnenlicht) oder in dem entgegengesetzten Sinne (z. B. durch Flammenlicht eines Bunsen'schen Brenners oder durch Strahlung einer dünnen Platte von erwärmtem Eisen) rotiren lassen kann.

4) Die Herren Alvergniat (l. c. p. 273—274) haben Radiometer mit Flügeln aus verschiedenen Metallen construirt. Nr. 1 mit Lamellen von Silber und durchsichtigem Glimmer: Drehung mit vorangehendem Glimmer im Licht und in Eis; entgegengesetzte Drehung in Wasser von 30—40° (dunkle Wärme). Nr. 2 ist zusammengesetzt aus Aluminium und geschwärztem Glimmer: Drehung mit vorangehendem Metall bei Licht und dunkler Wärme; entgegengesetzte Drehung in Eis. Nr. 3 besteht aus Aluminium und nicht geschwärztem Glimmer: Drehung mit vorangehendem Glimmer im Licht und Eis; entgegengesetzte Drehung bei dunkler Wärme. Bei Nr. 4 beträgt das Totalgewicht der Mühle 600 Milligrm. Nr. 5 mit Silber und Aluminium: Dieses Radiometer wurde bis auf 440° erwärmt und gleichzeitig mehr und mehr evacuirt, dasselbe wurde dadurch für jede Strahlung (Licht oder dunkle Wärme) unempfindlich, während es sehr schnell rotirte, wenn man das Vacuum ohne Erwärmung herstellte. Eine solche Unempfindlichkeit liess sich aber nicht erreichen bei einem Radiometer, das nicht aus zwei Metallen zu-

sammengesetzt war, dessen Flügel vielmehr halb aus Metall, halb aus Glimmer bestanden; noch weniger bei einem Radiometer aus reinem und geschwärztem Glimmer (l. c. 323) Durch eine electrische Entladung haben die Herren Alvergniat die Hülle des Radiometer durchschlagen, sodass Luft in dasselbe eindringen konnte. Infolge des Luftzutritts hat sich die Mühle mit grosser Geschwindigkeit gedreht und zwar eine Stunde lang; das vom electrischen Funken erzeugte Loch war so fein, dass man erst mit einem starken Mikroskop den Durchmesser ungefähr messen konnte. In dem durchschlagenen Radiometer liess sich die Luftverdünnung bis auf 100 Millimeter wieder herstellen; die Rotation fand dann wie vorher statt. Die Verf. hoffen, ein Instrument construiren zu können, mit welchem sich dieses Experiment leicht wiederholen lässt.

Die Radiometer Nr. 6, 7 und 8 haben Flügel von Glimmer und von grün, blau, roth und gelb angestrichenem Kupfer. Die Farben zeigten sich hierbei ohne Bedeutung für die Strahlung.

5) Herr Salet (l. c. p. 274—275) hat folgende Versuche angestellt:

a) Ein Radiometerflügel, der aus 2 Platten zusammengesetzt ist, von denen die eine aus der Substanz *A*, die andere aus der Substanz *B* besteht, setzt sich jedesmal dann in Bewegung, wenn zwei Thermometer, die im Vacuum isolirt aufgestellt sind und von denen das eine mit der Substanz *A*, das andere mit der Substanz *B* construirt ist, zwei verschiedene Temperaturen anzeigen. Der Sinn und die Grösse der Temperaturdifferenz wird durch die Drehung des Flügels bestimmt. Und in einem Kreise von Kerzen erhält sich der Unterschied in den Angaben zweier Thermometer, von denen das eine eine geschwärzte Kugel hat, in derselben Weise wie die Bewegung des Radiometers.

b) Auf dem Drehkreuz eines Radiometers wird eine Compassnadel befestigt. Die Flügel werden aus 2 Platten von geglühtem Glimmer zusammengesetzt, von denen die eine geschwärzt ist, dann lenkt eine benachbarte Flamme

die Magnetnadel um einen gewissen Winkel ab, der sich mit der Intensität oder Entfernung der Flamme ändert. (Ein ähnlicher Apparat ist von Crookes beschrieben worden.)

c) Das Radiometer, welches Herr Salet der Akademie am 24. Juli überreicht hat, besteht aus zwei zusammengesetzten Flügeln, deren metallische Flächen sich über die Axe hinaus fortsetzen. Wenn man diese Verlängerungen mittelst einer Linse stark erwärmt, so erwärmen sich infolge der Leitungsfähigkeit des Metalles auch die Platten selbst. Die Folge ist, dass die Verlängerungen, obwohl die directe Strahlung eigentlich eine Rückwärtsbewegung bewirkt, dennoch sich lebhaft gegen die Wärmequelle vorwärts bewegen, wenn die hintere Fläche des Flügels aus Glimmer oder aus einem von dem ersteren verschiedenen Metalle besteht. Kurz, die Bewegung erfolgt so, wie wenn die metallische Platte durch Strahlung sich direct erwärmt; dieselbe wird also durch jede Temperaturdifferenz zwischen den beiden Flächen erzeugt.

6) Die Herren Alvergniat haben (l. c. p. 323) ein Radiometer mit Platten aus Metall und nicht geschwärztem Glimmer beschrieben, das sich für den Fall, dass das Vacuum wie in allen Radiometern hergestellt wird, sehr leicht dreht, sobald man ihm ein brennendes Schwefelhölzchen nähert; dessen Empfindlichkeit aber, wenn man es stark erhitzt und dabei das Evacuiren fortsetzt, so stark abnimmt, dass die Strahlung von mehr als 20 in 10 Centimeter Entfernung von der Radiometerkugel aufgestellten Kerzen nicht hinreicht, um es in Bewegung zu setzen; erst volles Sonnenlicht bringt es zur Rotation. Dieses gegen Licht sehr wenig empfindliche Radiometer besitzt aber eine grosse Empfindlichkeit für die dunkle Wärme. Die durch die Hand hervorgebrachte Erwärmung genügt, um es in eine sehr rasche und entgegengesetzte Rotation zu setzen.

Die Herren Alvergniat haben es sich zur Aufgabe gemacht, jede Empfindlichkeit der Radiometer vollständig zu unterdrücken.

7) Herr W. de Fonvielle (l. c. p. 385—386) schlägt vor, die Verschiedenheit der beiden Flügelflächen, welche zur Rotation nothwendig ist, und die bisher blos der Substanz oder der Färbung nach berücksichtigt worden ist, der Form nach herzustellen, indem man z. B. die eine Fläche concav, die andere entsprechend convex annimmt, oder indem man den Flügel einfach gegen die Rotationsaxe neigt. Die Drehaxe braucht dabei nicht vertical zu bleiben, wenn man dafür sorgt, dass die Reibung (der passive Widerstand) den Theil des von dem erregenden Strahl ausgehenden Total-Antriebs nicht übertrifft, welcher in dem angenommenen System wirksam ist, um die Rotation hervorzubringen. Herr de Fonvielle nennt diese neuen Apparate Intensitäts-Radiometer.

8) Herr J. Jeannel (l. c. p. 445—446) hat unter Mitwirkung der Herren Coulier und Alvergniat constatirt, dass gewisse Schallvibrationen Rotationsbewegungen des Radiometers veranlassen und sind die betreffenden Versuche in Pogg. Ann. Bd. CLIX. p. 467 enthalten.

9) Ein von Herrn A. Schuster angegebener Versuch ist bereits von demselben in Pogg. Ann. CLIX. p. 175—176 beschrieben worden; es war bei demselben das ganze Radiometer bifilar aufgehängt und konnte demnach auch die Hülle eine Rotation annehmen.

10) Herr Crookes hat den Schuster'schen Versuch in abgeänderter Form wiederholt, wie auch bereits in Pogg. Ann. CLIX. 176 angegeben worden. Er verwandte (Phil. Mag. Nov. 1876. p. 393—394) dazu ein Radiometer, welches bereits in der Anfang d. J. der Royal Society mitgetheilten Arbeit beschrieben ist. Die Hülle dieses Instrumentes war 4 Zoll weit, das Drehkreuz besass 10 Arme, von denen 8 aus Messing bestanden, während die beiden anderen einen langen Magnet bildeten. Die Scheiben bestanden aus auf der einen Seite geschwärztem Mark. Der Erdmagnetismus verhinderte die Rotation dieses Radiometers so lange, als die strahlende Kerze nicht in die Nähe gebracht wurde. Sobald die Rotation aber einmal angeregt war, blieb sie auch bestehen, wenn

die Kerze ihre Entfernung beibehielt. Dieses Radiometer wurde in ein Gefäss mit Wasser gebracht, und 4 Kerzen wurden ringsherum so aufgestellt, dass die Arme in Rotation versetzt wurden. Eine Marke an der Glashülle liess jede unbedeutende Rotationsbewegung der Hülle erkennen. Die Hülle drehte sich erst sehr langsam in der einen Richtung, hielt dann an und drehte sich darauf einige Grade in entgegengesetztem Sinne. Endlich nahm sie eine gleichförmige, aber äusserst langsame Bewegung (1 Umdrehung in mehr als 1 Stunde) in der Drehrichtung der Arme an. Als nun ein kräftiger Magnet in die Nähe der sich bewegenden Arme gebracht wurde, hielten dieselben sofort an und gleichzeitig begann die Glashülle in der entgegengesetzten Richtung in Bezug auf die Rotation der Arme so lange sich zu drehen, als die Kerzen brannten, und die Geschwindigkeit war 1 Umdrehung in 2 Minuten. Als der Magnet wieder entfernt wurde, drehten sich die Arme infolge der Strahlungskraft der Kerzen rasch um, während die Glashülle sehr bald zur Ruhe kam, um sich dann sehr langsam in gleichem Sinne mit den Armen zu drehen. Die Kerzen wurden jetzt ausgeblasen und dem Instrument wurde Zeit gelassen, zur Ruhe zu kommen. Sobald dies geschehen, wurde ein Stabmagnet abwechselnd von der einen Seite des Radiometers auf die andere bewegt, um die Flügel zu der nämlichen Rotation zu veranlassen, die sie unter dem Einflusse der Kerzen annahmen. Da bewegte sich die Glashülle in der Richtung der Arme mit einer Geschwindigkeit von 1 Umdrehung in 3 Minuten. Beim Umkehren der Bewegungsrichtung der Arme änderte die Glashülle ihre Drehungsrichtung auch.

11) Am 5. April 1876 zeigte Herr Crookes (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 136—140) der Royal Society ein Instrument, das bis zu einem sehr hohen Grade ausgepumpt war. In diesem Instrument war ein kleines Stück Mark an dem einen Ende eines Coconfadens aufgehängt, dessen anderes Ende an einem Stückchen Stahl befestigt war. Dieses Stahlstück hielt ein äusserer Magnet an der innern Seite der Glaskugel fest, und zwar so, dass das Mark wie ein

Pendel, ungefähr 1 Millimeter von den rotirenden Flügeln des Radiometers entfernt, herabhing. Durch Aufstellen einer Kerze in verschiedenen Entfernungen, konnte dem Radiometerflügel irgend eine gewünschte Geschwindigkeit (bis zu einigen Hundert Umdrehungen in der Minute) mitgetheilt werden. Wenn die Rotation sehr rapid war, so zeigte sich so gut wie keine Bewegung des Pendels; wenn man aber das Licht wegnahm und die Bewegung sich verlangsamen liess, so nahm das Pendel bei einer bestimmten Geschwindigkeit eine beträchtliche Bewegung an. Daraufhin wurde die Distanz der Kerze so gewählt, dass eine permanente Rotationsgeschwindigkeit entstand, bei welcher jedesmal ein Arm des Flügels während einer vollständigen Oscillation vorüberging. Auf diese Weise wurde das Pendel eine Zeit lang regelmässig in einem grossen Bogen schwingend erhalten.

12) Herr G. Salet beschreibt (C. R. LXXXIII. p. 968—979) folgenden Apparat. Die (einerseits geschwärzten) Glimmerflügel eines gewöhnlichen Radiometers sind unbeweglich gemacht und an das Glas des Instrumentes angekittet; sehr nahe bei ihnen kann sich eine leichte Glimmerscheibe, die in ihrem Centrum aufgehängt ist, bewegen. Setzt man das Instrument der Sonne aus, so fängt die Scheibe an, sich sehr schnell zu drehen. Diese Bewegung ist keine Wirkung der Ausdehnung und des Aufsteigens erwärmter Schichten, denn man kann die Scheibe beliebig über oder unter die Flügel bringen.

13) Herr W. de Fonvielle (l. l. p. 970—971) hat die Kugel eines gewöhnlichen Radiometers in ein Gefäss von weissem Glas gebracht, hat diesen Apparat einer Licht- oder Wärmequelle gegenüber gestellt und hat Wasser in das Gefäss gegossen. In dem Masse, wie das Niveau sich hob, verringerte sich die Rotationsbewegung der Mühle. Sie bleibt stehen, sobald das Wasserniveau über den höchsten Punkt der Kugel gestiegen war [1]), drehte sich aber

[1]) Die Dinge verliefen wie in einer Wassermühle, deren Rad sich trotz der Kraft des Stromes und der Neigung der Schaufeln nicht mehr drehen kann, weil es gänzlich untergetaucht ist.

rapid, nachdem die Flüssigkeit wieder entfernt worden war. Dieser Versuch dauerte während der ganzen Zeit, welche nothwendig war, damit die auf der Wand der Glashülle angehäufte Wärme sich gänzlich zerstreute.

Gehen wir zur Erklärung der einzelnen Versuche über, so findet sich die der von Jeannel angestellten Pogg. Ann. CLIX. p. 668.

Hr. Schuster erklärt (Phil. Mag. (5) II. p. 313—314) seine Versuche durch die Annahme, dass die an der Radiometerhülle wirkende Kraft genau gleich und entgegengesetzt ist der an der Mühle selbst wirksamen. Während die Geschwindigkeit der Mühle in der einen Richtung wächst, wirkt eine Kraft in der entgegengesetzten Richtung auf das Gefäss. Sobald die Geschwindigkeit constant geworden ist, wird die Kraft, welche die Mühle zu drehen sucht, durch den dieser Bewegung entgegenwirkenden Widerstand genau aufgewogen. Die beiden auf das Gefäss wirkenden Kräfte werden sich deshalb aufheben, und das Gefäss wird in seine ursprüngliche Ruhelage zurückkehren. Nimmt man dann das Licht fort, so wird der Widerstand die Bewegung der Mühle hemmen. Diese Reaction des Widerstandes wird auf die Hülle wirken, und sie wird sich in derselben Richtung drehen, wie die Mühle.

Mittelst der Reaction auf die Hülle, hat Herr Schuster die Grösse der wirkenden Kraft berechnet und gefunden, dass der Druck auf eine Flügelfläche, auf welche Licht von der in dem betreffenden Versuche verwendeten Intensität fällt, gleich ist dem, welcher durch das Gewicht eines Wasserhäutchens von der Dicke einer Wellenlänge violetten Lichtes auf eine horizontale Oberfläche hervorgebracht wird.

Nachdem man eine besondere impulsive Kraft des Lichtes, dann Strömungen gasförmiger Residuen, resp. Luftströmungen, endlich den Rückstoss sich ausdehnender Gase oder verdampfenden Wassers, resp. Quecksilbers, als Ursache der Radiometerbewegung angesehen, ist man neuerdings mehr und mehr zu der Ansicht gelangt, dass die mechanische Reaction einer warmen Fläche gegen die Moleküle

eines verdünnten Gases die Rotation der Radiometermühle veranlasse. Nur Prof. Challis in Cambridge nimmt eine isolirte Stellung ein, indem er die von Licht oder strahlender Wärme getroffenen Flügel wie electrisch gemachte Körper ansieht.

Von den Autoren der im Vorstehenden beschriebenen Versuche hat noch Govi (C. R. LXXXIII. 1) die Ansicht, dass die Verdünnungen und Condensationen des an den Flügeln adhärirenden Gases die Bewegungen bedingen: Das Licht und die dunkle Wärme, welche von den schwarzen Flächen absorbirt werden, erhöhen die Temperatur der Substanz der Flächen und treiben, wenigstens zum Theil die Gase aus, welche die Flächen im Vacuum abzugeben vermögen. Die lebendige Kraft, die der oberflächlichen Erwärmung oder Abkühlung der schwarzen Flügel entspricht, vermag, so schwach sie auch erscheinen mag, die Mühle im Vacuum in Bewegung zu setzen, wie ja auch dieselbe Erwärmung der geschwärzten Flächen einer thermoelektrischen Säule genügt, um, wenngleich indirect, die astatische Nadel eines Galvanometers um eine grosse Anzahl Grade zu drehen. Ein Radiometer, welches bei einer Umgebung von 100° oder 0° unbeweglich ist, dreht sich wieder, wenn man das Licht einer hellen Flamme auf die geschwärzten Flächen seiner Flügel fallen lässt, weil das von den geschwärzten Flächen absorbirte Licht daselbst zu Wärme wird, welche zu der Wärme hinzutritt, welche die Flügel schon besitzen und welche folglich noch Gas von den Flügeln losmachen kann. Unter Umständen kann sich von der glänzenden Fläche mehr Gas ablösen als von der geschwärzten und kann demgemäss eine Drehung der Mühle eintreten, bei welcher die geschwärzten Flächen vorangehen.

Govi hat übrigens versucht, die Gase, welche an den Flügeln des Radiometers haften, durch starkes Erhitzen auszutreiben, hat aber höchstens den Apparat besser auszutrocknen und vollständiger zu evacuiren vermocht, ohne dahin zu gelangen, die Gase von der Oberfläche der Flügel loszureissen. Die Versuche von Graham, Dumas,

Troost, Grove und Anderen haben ja bereits gezeigt, wie schwer es ist, die von den Körpern zurückgehaltenen Gase loszulösen, ohne die Körper auf sehr hohe Temperaturen zu bringen. Und die Fabrikanten, welche Röhren mit verdünnten Gasen liefern, wissen sehr wohl, dass das Spektroskop, nachdem die Röhren wiederholt mit einem bestimmten und vollkommen reinen Gase ausgewaschen und möglichst evacuirt worden sind, statt des angewendeten Gases sehr häufig nur Wasserdampf und atmosphärische Luft anzeigt, mit denen die Wände der Röhre trotz aller vorherigen Operationen beladen geblieben sind. Wenn man dann die Röhre sehr stark erhitzt, so kommt man dahin, den Wänden noch etwas Wasserdampf und Luft zu entziehen, und darnach lässt das so erlangte Vacuum keine elektrischen Entladungen mehr hindurch.

Salet nähert sich der neuesten Auffassung (l. c. 21) bedeutend, indem er (l. c. 834) hervorhebt, dass kein Grund vorhanden sei, die mögliche Wirkung der an den Oberflächen condensirten Gase herbeizuziehen, am wenigsten dann, wenn die Strahlung eine gewisse Zeit angedauert hat; dass der Ursprung der Reaction der Flügel vielmehr in der sehr verdünnten Materie zu suchen sei, welche den Apparat erfüllt. Ein Flügel, dessen Flächen wirklich zwei verschiedene Temperaturen besitzen, setze sich in der sehr verdünnten Atmosphäre dadurch in Bewegung, dass die am meisten erwärmte Fläche einen Rückstoss erfährt. Je nach der Anordnung, Leitungsfähigkeit, Dichte, specifischen Wärme, absorbirenden Kraft u. s. f., welche die zur Construction der Flügel verwendeten Substanzen haben, ergeben sich verschiedene Resultate; Resultate, wie sie Herr Alvergniat wirklich gefunden hat.

Unumstössliche Thatsache bleibt, dass die Wärmestrahlen bei ihrem Auftreffen auf die Radiometerflügel die geschwärzten Flächen stärker erwärmen als die weissen, (cf. Bertin Ann. de chim. VIII, p. 288) und dass die Rotation der Mühle nur so lange erfolgt, als der thermische Gleichgewichtszustand zwischen den beiden Flächen der Flügel noch nicht erreicht ist (Govi, C. R. LXXXIII. p. 1).

Die Differenz in der Temperatur der Flügelflächen ist also zuerst zu betonen (Salet in C. R. LXXXIII. p. 4).

Crookes, welcher die meisten der in den Comptes Rendus veröffentlichten Versuche in Bezug auf das Radiometer bereits früher ausgeführt und in dem 3ten und 4ten Theil seiner Abhandlung, welche er am 10. Februar 1876 vor der Royal Society gelesen, auch beschrieben hat; welcher den Govi'schen und Ducretet'schen Versuch der Royal Society resp. am 5. April und 11. Februar 1876 vorgeführt; welcher auf der Soirée der Royal Society vom 5. April 1876 auch das Kreisel-Radiometer (radiomètre à turbine) gezeigt hat, — erklärt in C. R. LXXXIII. p. 11, dass er die verschiedenen aufgestellten Theorien alle in seiner im April 1875 vor der Royal Society gelesenen Abhandlung discutirt habe; dass er am 30. März 1876 in einer Abhandlung gezeigt habe, dass die durch die Zapfen der Mühle an dem Glashütchen (la chape de verre) oder durch die Flügel an der im Apparat verbliebenen verdünnten Luft oder durch beide Ursachen zugleich hervorgebrachten Reibungen beträchtlich sind, und dass er am 15. Juni 1876 vor der Royal Society die Ueberzeugung ausgesprochen, dass die von der Strahlung herrührende Abstossung das Resultat wäre einer Wechsel-Wärmewirkung zwischen der Oberfläche des bewegten Körpers und den Wänden des Recipienten unter Vermittelung des verdünnten Gases. Dass seine Arbeiten über die Radiometerfrage nicht bekannt geworden, liege daran, weil die Publication der in der Londoner Royal Society gelesenen Abhandlungen in den Philosophical Transactions erst 12 oder 18 Monate nach ihrer Ueberreichung stattfindet, und weil er in infolge von Uebereinkunft seine Abhandlungen anderen gelehrten Gesellschaften nicht mittheilen könne.

Dass die innere Reibung beträchtlich ist, die innere Reibung, welche entweder zwischen der Stahlspitze und dem Glashütchen (glass socket) oder zwischen den Flügeln und dem Luftresiduum oder an beiden Stellen stattfindet, das folgert Crookes (Phil. Mag. Novbr. 1876) aus den unter Nr. 10 angeführten Experimenten. Denn wenn man die

Flügel mittelst des äusseren Magnets herumbewegt, so fährt die ganze Hülle mit herum, trotz der Reibung des Wassers am Glase.

Neuerdings hat Crookes in Verbindung mit Prof. Stokes verschiedene Versuche angestellt, welche seiner Meinung nach ziemlich entscheidend sind (Proc. Roy. Soc. XXV. Nr. 142). Der eine dieser Versuche ist bereits unter Nr. 11 aufgeführt. An die dort gegebene Beschreibung knüpft Crookes folgende Ueberlegung: „Bei einer Verdünnung, bei welcher das Gasresiduum einen Inductionsstrom nicht durchliess, war also noch genug Materie vorhanden, um Bewegung hervorzubringen, folglich auch genug, um der Bewegung Widerstand zu leisten.“ Und dass das Gasresiduum dabei kein zufälliger Begleiter der Erscheinung war, das machten schon die unter 9) und 10) erwähnten Versuche über die Bewegung der Glashülle wahrscheinlich.

Crookes war weiter darauf bedacht (Proc. Roy. Soc. Vol. XXV. Nr. 172), experimentelle Mittel aufzufinden, um die Reibung des geringen Gasresiduums von den anderen hemmenden Kräften [wie die Reibung der Nadelspitze an dem Glashütchen (glass cap), wenn man mit einem Radiometer arbeitet, oder die Torsion des Glasfadens, wenn ein Torsionsapparat gebraucht wird] zu trennen. Zu dem Zwecke benutzte er eine Glasröhre, an deren unteres Ende eine Glaskugel geblasen war und in deren oberes Ende ein Glasstöpsel durch Schleifen genau eingepasst war. Ein feiner Glasfaden wurde an den unteren Theil des Stöpsels angekittet, während an das Ende des Fadens eine dünne längliche Platte von Mark so befestigt wurde, dass sie im Centrum der Kugel schwebte. Mit der Markplatte war noch ein Spiegel in Verbindung, dessen Bewegung an einer Scala beobachtet werden konnte. Die Dichtung des Stöpsels erfolgte in erprobter Weise mittelst heissgemachten Kautschuks. Das Instrument wurde aufrecht gestellt und stand durch eine lange Spiralröhre mit der Pumpe in Verbindung. Der Stöpsel war seiner Stellung nach streng fixirt im Raume, die Kugel dagegen konnte um einen

kleinen Winkel gedreht werden. Da die Markplatte mit dem Spiegel am Stöpsel aufgehängt war, so konnte die Drehung der Kugel nur unter Vermittelung der eingeschlossenen Luft eine Drehung des Markes veranlassen. Gäbe es keine Reibung der Luft, so dürfte sich das Mark nicht bewegen; wenn die Luft aber eine Reibung besitzt, so muss sich das Mark in der nämlichen Richtung wie die Kugel drehen, wenn auch in geringerem Grade; und nach dem Stillstehen des Gefässes muss das Mark mit abnehmenden Amplituden hin und her oscilliren, um endlich seine alte Lage (absolute) einzunehmen. Auf Vorschlag von Stokes wurden nicht blos die Amplitude der ersten, sondern etwa die fünf ersten Schwingungen beobachtet, um die Abnahme des Logarithmus der Bogenamplitude bei jeder Schwingung, das sogenannte logarithmische Decrement zu erhalten, das bekanntlich, da der Glasfaden als vollständig elastisch zu betrachten ist, zur Bestimmung der Reibung des Gases benutzt werden kann. Es ist diese nach Maxwell unabhängig von seiner Dichte. Es bestätigen dies von Neuem die Versuche, indem das logarithmische Decrement selbst bei grossen Verdünnungen nur wenig abnimmt, mit dem obigen Apparate bis zu einem Grade, der leicht zu erreichen und doch höher ist, als zur Hervorbringung der Abstossung durch Strahlung nöthig ist.

Bei der Bestimmung des logarithmischen Decrementes suchte Crookes gleichzeitig die abstossende Kraft zu messen, welche durch eine Kerze bei hohen Graden der Luftverdünnung hervorgebracht wird.

Die allein durch die Drehung der Kugel hervorgebrachte Bewegung der Markplatte zeigt, dass zwischen dieser und dem Gefässe Reibung vorhanden ist. Wenn man sich davon einmal überzeugt hat, und wenn man das logarithmische Decrement als Maass der Reibung (für den Fall, dass keine Kerze auf die Platte scheint) zulässt, so kann man den Apparat in Glas im Ganzen herstellen und infolge dessen bei höheren Graden der Luftverdünnung experimentiren, als es sonst möglich sein würde.

Der Apparat, den Crookes auf diese Ueberlegungen

hin construirte, lässt sich wegen seiner Complicirtheit ohne Zeichnung nicht beschreiben. Und eine solche liegt noch nicht vor. Der Apparat besitzt folgende Haupttheile: a) eine Sprengel'sche Pumpe; b) eine Einrichtung, um ein chemisches Vacuum herzustellen; c) eine Lampe mit Scala, an welcher man die Drehung des Spiegels beobachten kann; d) eine Normalkerze in einer festen Distanz; und e) eine kleine Vacuum-Röhre mit Platindrähten, deren innere Enden einander gegenüber stehen.

Mit diesem Apparate kann man beobachten:

1) Durch das logarithmische Decrement, wenn keine Strahlung stattfindet, die Reibung des Gases; 2) durch die successiven Schwingungen und die schliessliche Ablenkung, wenn eine Kerze auf das eine Ende der geschwärzten Stange scheint, die Stärke der Bestrahlung durch die Kerze; 3) durch die Erscheinung des Inductionsfunkens zwischen den Platindrähten den Grad der Verdünnung, der verschieden ist, je nachdem das Innere der Röhre gleichförmig leuchtend, gestreift, nur an den Polen leuchtend oder schwarz und nicht leitend ist.

Der Apparat ist zugleich so eingerichtet, dass ähnliche Experimente mit irgend welchem Dampf oder Gas ausgeführt werden können.

Einige der wichtigsten, mit demselben erhaltenen Resultate sind die folgenden:

Bis zu einer Luftverdünnung, bei welcher das Kathetometer und Barometer (the gaage and barometer) noch empfindliche Instrumente sind, ändert sich die Reibung [1]) des Gases (trockene atmosphärische Luft) nur wenig. Bei weiterem Evacuiren beginnt der Einfluss der Strahlung merkbar zu werden, während die Reibung nahezu constant bleibt. Dann nimmt die Zähigkeit ab, während der Einfluss der Strahlung zunimmt. Nach lange fortgesetztem Evacuiren nähert sich der Einfluss der Strahlung einem Maximum, aber die Reibung fällt ab, und zwar ziemlich rasch, nachdem sie einmal abzunehmen angefangen hat.

[1]) Vgl. übrigens Kundt und Warburg, Pogg. Ann. CLV. p. 337 u. 525. 1875. D. Ref.

Wenn dann endlich das logarithmische Decrement bis auf etwa den vierten Theil seines anfänglichen Werthes abgenommen hat, so nimmt der Einfluss der Strahlung ab. Bei der höchsten Verdünnung, bei welcher Crookes gearbeitet hat, betrug das logarithmische Decrement ungefähr $^1/_{20}$ seines ursprünglichen Werthes und sank die Abstossungskraft auf etwas weniger als die Hälfte des Maximum. Die Verdünnung ist dann so ausserordentlich, dass man die Zahl der noch im Apparat vorhandenen Gasmoleküle nicht mehr als wirklich unendlich ansehen kann. Nach Maxwell's Theorie ist die mittlere Weglänge der Moleküle in diesem Falle nicht mehr sehr klein im Vergleich mit den Dimensionen des Apparates.

Bei andern Gasen als Luft sind die Erscheinungen nur quantitativ verschieden. Wasserdampf z. B. verringert (is retarding) die Abstossungskraft in stärkerem Maasse, und Kohlensäure wirkt ähnlich, obwohl in geringerem Grade.

Auf Grund dieser Versuche hat Crookes die Ueberzeugung erlangt, dass die durch Strahlung hervorgebrachte Abstossung von einer Wirkung thermometrischer Wärme zwischen der Oberfläche des sich bewegenden Körpers und dem Gehäuse des Instruments unter Vermittelung des Gasresiduums herrührt. Diese Erklärung befindet sich in Uebereinstimmung mit der dynamischen Gastheorie.

Eine auf die mechanische Gastheorie gestützte Erklärung der Radiometerbewegung haben schon Dewar und Tait (Nature Juli 15, 1875. p. 217; vgl. auch Arch. sc. phys. LIV. p. 200) gegeben, welche ein besonders vollkommenes Vacuum mittelst Holzkohle herstellten und in einem solchen Vacuum, dessen Verdünnung bis auf $^1/_{4000000}$ gebracht war, mit einem gläsernen Wagebalken, an dessen Enden kleine und auf der einen Seite geschwärzte Mark- oder Korkscheiben befestigt waren, experimentirten. Sie folgerten: Wenn die mittlere Entfernung zweier Moleküle eines Gases unter gewöhnlichem Drucke ungefähr $^1/_{10000}$ Millimeter beträgt, so wird diese Entfernung bei einem auf $^1/_{4000000}$ reducirten Druck 400 Millimeter oder ca. $1^1/_2$ Fuss sein. Treffen nun die Gastheilchen auf

die erwärmte Scheibe, so prallen sie mit einer grössern Geschwindigkeit zurück, als die ist, welche die auf die kältere Seite der Scheibe aufgetroffenen Theichen erhalten. Daher wird die Scheibe zurückgestossen. Wenn das Gas dicht ist, so gehen die Theilchen nicht weit ohne anderen zu begegnen, durch die sie zurückgestossen werden, und dann wird die Wirkung merklich. Im Falle der Abkühlung kehren die Theilchen wieder zurück mit einer geringeren Geschwindigkeit und einem negativen Rückstosse.

Dewar und Tait haben auch berechnet, dass die mechanische Totalwirkung, welche auf 1 Quadratcentimeter der geschwärzten Fläche durch die Strahlung einer in 15 Centimeter Entfernung aufgestellten Magnesiumlampe ausgeübt wird, einen stetigen Druck von $^1/_{50}$ Milligramm nicht übersteigt, und dass die hervorgebrachte Totalarbeit sich noch nicht auf $^1/_{5000000}$ der von den beweglichen Flächen aufgenommenen Energie beläuft.

Salet, welcher in der neuesten Entwickelung der Radiometerfrage „eine unerwartete und sehr bemerkenswerthe Bestätigung der neueren Gastheorie“ findet, bemerkt (C. R. LXXXIII. p. 21) hierüber etwa das Folgende:

Wenn man aber mit Herrn Tait die Rechnung für die mittleren Weglängen für sehr geringe Drucke, wie sie im Radiometer vorhanden sind, wiederholt, so haben dieselben im Verhältnisse zu denen bei gewöhnlichem Druck so an Grösse zugenommen, dass sie mehrere Centimeter beträgt. Die Eigenschaften eines so verdünnten Gases müssen aber sehr verschieden sein von denen eines unter atmosphärischem Drucke stehenden: Die Diffusion wird dort sozusagen augenblicklich sein und ein Molekül, welches seitens eines warmen Körpers einen Zuwachs von lebendiger Kraft erhält, wird ihn nicht sogleich den Nachbarmolekülen mittheilen. Es wird ihn selbst diesen Molekülen keineswegs mittheilen, wenn es vor seinem Zusammentreffen mit ihnen wieder abgekühlt worden ist, d. h. wenn es eine kalte Wand berührt, ehe es mehr als einige Centimeter durchlaufen hat. Das sind die Bedingungen im Crookes'schen Instrumente.

An der geschwärzten Fläche eines Radiometers werden also die Gasmoleküle fortgestossen, welche dann in dem umgebenden Raume mit einer gewissen lebendigen Kraft angekommen, dort mit einer vergrösserten lebendigen Kraft zurückgeworfen worden sind, um nun diesen Ueberschuss an lebendiger Kraft durch den Stoss gegen ziemlich entfernte Gasmoleküle oder gegen die Oberfläche der Hülle abzugeben.

Wenn man den unter 12) beschriebenen Apparat der Sonne aussetzt, so dreht sich die Scheibe sehr rapid und nimmt die Bewegung der Gasmoleküle an, welche von den geschwärzten Flächen fortgestossen werden. Dieser Apparat gestattet also, eine sichtbare Consequenz der molekularen Gastheorie in einer eleganten Form darzustellen. —

Gt.

III. ***W. Clayden und Ch. T. Heywon. Das Spectrum des Indiums*** (Phil. Mag. (5) II. p. 387—389. 1876).

Die Verfasser fanden, dass der zwischen Electroden aus metallischem Indium überspringende Funke einer Inductionsspirale statt eines Spectrums von drei, ein solches von 10 Streifen lieferte. —

Man erhält das Spectrum, wie es gewöhnlich beschrieben wird, nämlich zwei Linien im Indigo und eine im Violett, sobald der Funke das Chlorid des Metalls zersetzt und verflüchtigt. Thalén giebt die Lage der betreffenden Linien zu 4532, 4509 und 4101, während die Herren Clayden und Heywon 4510 für einen genaueren Werth halten.

Springt aber der Funke zwischen metallischen Spitzen über, so entsteht ein Spectrum von 16 Linien, die über den ganzen Raum des Farbenbildes vertheilt sind. Die beiden brechbareren Streifen des Chlorides erscheinen neben 14 weniger brechbaren, während der Streifen 4532 gänzlich fehlt. Die Helligkeit der äussersten Linie 4101 er-

leidet eine beträchtliche Schwächung. Die Verfasser finden die folgenden Zahlenwerthe. Die erste Columne giebt die Ablesungen an der eigenen Skala, die zweite deren angenäherte Reduction auf die Watts'sche Skale (Watts. Index of spectra). In der mit Bemerkungen überschriebenen Spalte bedeutet nach Huggins Bezeichnung *n* neblig, *sn* etwas neblig, *s* scharf begrenzt.

Skala	Watts Skala	Wellen-Länge	Intensität	Bemerkungen
0.10	28.5	6906	6	*s*
7.55	42.3	6193	10	*s*
8.65	44.3	6114	2	*n*
8.90	44.7	6095	8	*sn*
11.45	49.3	5922	4	*n*
11.70	49.7	5905	4	*n*
12.35	50.9	5862	2	*n*
13.00	52.2	5820	8	*sn*
14.65	54.8	5722	4	*sn*
16.05	57.3	5644	8	*sn*
24.40	71.5	5250	10	*sn*
42 35	100.7	4680	8	Bande
43.40	102.1	4656	8	Bande
44.15	103.3	4638	8	Bande
50.05	111.8	4510	10	*s*
74,70	150.9	4101	8	*s*

Die erste Linie mit $\lambda = 6906$, ist durch ihre extreme Lage ausgezeichnet. Nur Kalium, Strontium und Antimon liefern Streifen von noch geringerer Brechbarkeit. Die sehr deutliche Linie 5250 ist von hellgrüner Färbung. Die als Banden bezeichneten Streifen, sind gegen das Violett zu scharf begrenzt, nach dem Roth hin verwaschen. Ihre Farbe ist ein helles Blau.

Versuche mit salpetersaurem Indium gaben ein auffälliges Resultat. Dieselben 3 Linien wie beim Chlorid erschienen; gelegentlich aber blitzten auch Spuren einiger der helleren Linien des metallischen Spectrums auf, obgleich es durchaus nicht gelang, dieselben mit ausreichender Deutlichkeit und Sicherheit zu erzeugen. Selbst be-

trächtliche Aenderungen in der Intensität der Entladung ergeben keine Abweichungen von dem angeführten Resultate.

Das angewandte Spectroskop von vier Prismen lieferte sehr ausgedehnte Spectra. Zn.

IV. *A. Lorentz. Ueber die Theorie der Reflexion und Brechung des Lichtes* ([Doctordissertation] Arnheim. Van der Sande 1875 [1]) p. 1—177. (holländisch)).

Maxwell hat aus seiner electromagnetischen Lichttheorie bereits eine Anzahl wichtiger, innerhalb gewisser Gränzen durch die Erfahrung bestätigter Beziehungen zwischen Electricität und Licht abgeleitet, so die Relation zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der die electrostatische Maasseinheit in electromagnetischem Maass ausdrückenden Constanten A und die Relation zwischen der Dielectricitätsconstante und dem Brechungsexponenten. Ausserdem hat er gezeigt, dass die Gesetze der Fortpflanzung in einem krystallinischen Medium mit denen aus der Elasticitätstheorie abgeleiteten übereinstimmen. Helmholtz hat dann die Gleichungen für die electrischen Bewegungen in bequemerer Form aufgestellt. Wir finden in seiner Untersuchung auch die erste Bemerkung über Anwendung der betreffenden Lichttheorie auf die Gesetze der Reflexion und Brechung an der Grenze zweier Medien in einer Anmerkung folgenden Inhaltes:

Setzen wir den mechanischen Zustand des Lichtes gleich dem eines elastischen festen Körpers, so ergeben sich daraus für die Grenze zweier Körper andere Bedingungen, als man zur Entwickelung der Theorie der Reflexion und Brechung des Lichtes braucht, so dass hier

[1]) Ein Auszug des ersten Theiles der obigen Arbeit ist in dem Januarheft d. Zeitschr. f. Math. u. Phys. v. Schlömilch, pg. 1—30 mitgetheilt.

ein ungelöster Widerspruch in der theoretischen Optik besteht. Dagegen giebt Maxwell's Theorie der electrischen Oscillationen nicht blos im Inneren, sondern auch an der Grenze zweier Medien die experimentell festgestellten Gesetze der Fortpflanzung, Reflexion und Brechung der Wellen; nur muss man annehmen, dass entweder die magnetische oder die dielectrische Polarisationsfähigkeit beider Medien gleich oder letztere sehr gross ist. Je nach der einen oder anderen Annahme finden die electrischen oder die magnetischen Oscillationen eines polarisirten Strahles in der Polarisationsebene statt. —

Hieran anknüpfend hat Herr Lorentz es versucht, die electromagnetische Lichttheorie auf die Theorie der Brechung und Reflexion des Lichtes bei nichtleitenden isotropen und anisotropen Körpern und auf die Theorie der totalen und metallischen Reflexion anzuwenden.

Lorentz entwickelt zunächst die Fresnel'schen Formeln für die Reflexion und Brechung in der gewöhnlichen Weise aus der Elasticitätstheorie, sowohl mit Zugrundelegung der Annahmen von Fresnel, als auch von Neumann und zeigt, dass bei Krystallen keine derselben, wenn man nicht willkürlich gewisse Grenzbedingungen vernachlässigt, zu mit der Erfahrung übereinstimmenden Resultaten führt.

Daran schliesst sich eine Entwickelung der Maxwell'schen Electricitätstheorie, wobei er Helmholtz folgt.

Wir verzichten auf die Referirung derselben, da sie in Wiedemann, Galvanismus Bd. II. 2. p. 638—651 allgemein zugänglich ist[1]), und stellen der Bequemlichkeit wegen die Endformeln zunächst für den Fall zusammen, dass das Medium unbegränzt, isotrop und homogen ist, nicht die Electricität leitet, und einer dielectrischen Polarisation fähig sein muss, einer magnetischen aber fähig sein kann. Sind dann ε und ϑ die durch die electromotorische und magnetisirende Kraft Eins erzeugten electrischen und magne-

[1]) Es ist daselbst auf p. 647 Z. 9 von unten das erste + Zeichen durch ein Multiplicationszeichen zu ersetzen.

tischen Polarisationen; sind $\xi, \eta, \zeta; \lambda, \mu, \nu$ die Componenten der letzteren beiden, X, Y, Z und L, M, N die der electromotorischen und der magnetisirenden Kraft; ist χ das magnetische, φ das electrische Potenzial, A die auf pg. 92 erwähnte Constante, k die Constante in der Helmholtz'schen Gleichung für das Potenzial p zweier Stromelemente auf einander

$$p = -\tfrac{1}{2} A^2 \frac{1}{r} \left[(1+k) \cos(d\sigma\, ds) + (1-k) \cos(r\, ds) \cos(r\, d\sigma)\right] ds\, d\sigma$$

so ist

$$\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \eta}{\partial z} = A\,\varepsilon(1 + 4\pi\vartheta)\frac{\partial L}{\partial t} \qquad \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} = A\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x\, \partial t} - 4\pi\frac{\partial \xi}{\partial t}\right]$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \zeta}{\partial x} = A\,\varepsilon(1 + 4\pi\vartheta)\frac{\partial M}{\partial t} \qquad \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x} = A\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y\, \partial t} - 4\pi\frac{\partial \eta}{\partial t}\right]$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \xi}{\partial y} = A\,\varepsilon(1 + 4\pi\vartheta)\frac{\partial N}{\partial t} \qquad \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y} = A\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z\, \partial t} - 4\pi\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right]$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = -\Delta\varphi + A^2 k\,\varepsilon\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \qquad \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z} = 0.$$

Ausserdem ist für unendliche Entfernung

$$\xi = \eta = \zeta = L = M = N = \varphi = \chi = 0.$$

Ist ursprünglich keine electrische Ladung ausser der, die der dielectrischen Polarisation entspricht, vorhanden, so wird

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = \frac{1}{4\pi}\Delta\varphi.$$

Nach einigen Transformationen der obigen Differentialgleichungen findet man, dass sie mit denen übereinstimmen, die man für die Fortpflanzung einer Bewegung in einem elastischen Medium erhält, es werden ihnen also Wellenbewegungen entsprechen. Die berechnete Fortpflanzungsgeschwindigkeit der transversalen Wellen, stimmt, wie die Versuche lehren, überein mit der des Lichtes. Die der longitudinalen wird, wenn wir mit Maxwell die obige Constante $k = 0$ setzen, unendlich, d. h. sie sind gar nicht vorhanden. Daher können wir die obige electrische Schwingungsbewegung und die Lichtbewegung identificiren.

Alle die optischen Erscheinungen, die ohne Rücksicht auf ihren numerischen Werth, sich aus der Interferenz

zweier transversaler Schwingungsbewegungen erklären, folgen auch unmittelbar aus der Annahme der electrischen Schwingungen. Wir betrachten daher gleich die Erscheinungen an der Grenze zweier Medien.

Haben wir zwei Medien (1 und 2), die sich in einer Ebene berühren, die parallel der yz Ebene ist, so gelten in jedem einzelnen die obigen Gleichungen, nur nehmen die Constanten ε_1 und ε_2 verschiedene Werthe an; ϑ ist, wenn wir nicht gerade stark magnetische Körper untersuchen, für alle Körper fast gleich.

Für die Grenze zwischen den beiden Medien gilt dagegen das folgende Gleichungssystem, das sich aus Potenzialbetrachtungen ergiebt:

$$\frac{\xi_1}{\varepsilon_1} - \frac{\xi_1}{\varepsilon_2} = -\left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_1 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_2\right]; \quad \frac{\eta_1}{\varepsilon_1} = \frac{\eta_2}{\varepsilon_2}; \quad \frac{\zeta_1}{\varepsilon_1} = \frac{\zeta_2}{\varepsilon_2},$$

$$L_1 - L_2 = -\left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_1 - \left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_2\right]; \quad M_1 = M_2; \quad N_1 = N_2,$$

ferner ist

$$\mathfrak{x}_1 - \mathfrak{x}_2 = \frac{1}{4\pi}\left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_1 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_2\right]$$

$$\text{und} \quad \vartheta_1 L_1 - \vartheta_2 L_2 = \frac{1}{4\pi}\left[\left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_1 - \left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_2\right]$$

$$\text{und} \quad (1 + 4\pi\vartheta_1) L_1 = (1 + 4\pi\vartheta_2) L_2.$$

Reflexion und Brechung an isotropen Medien.

Zunächst wissen wir, dass wir dem Gleichungssystem pg. 94 Genüge thun können durch electrische Schwingungen, die sich mit Geschwindigkeiten v_1 und v_2 in beiden Medien fortpflanzen und zwar ist

$$v^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon(1 + 4\pi\vartheta) A^2}.$$

Die Einfallsebene sei für den untersuchten Strahl die xz Ebene. Der Anfangspunkt des Coordinatensystemes liege in der Grenzebene, und der einfallende Stahl habe die Amplitude **Eins**. Wir betrachten Schwingungen, die entweder senkrecht oder parallel zur Einfallsebene erfolgen, und bezeichnen stets das Medium, aus dem der Strahl

kommt, mit dem Index $_1$; der einfallende Strahl erhält den Index $'$, der reflectirte $''$.

I. Die Schwingungen mögen senkrecht zur Einfallsebene erfolgen, dann ist in den einzelnen Medien dem Gleichungssysteme pg. 94 vollkommen Genüge geleistet, sobald im ersten Medium

$$\eta_1' = \cos\psi_1'; \; L_1' = 4\pi A v_1 \sin\alpha_1 \cos\psi_1';$$
$$N_1' = -4\pi A v_1 \cos\alpha_1 \cos\psi_1',$$
$$\text{wo } \psi_1' = \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v_1}\cos\alpha_1 - \frac{z}{v_1}\sin\alpha_1 + p_1'\right).$$

$$\eta_1'' = a_1 \cos\psi_1''; \; L_1'' = 4\pi A v_1 a_1 \sin\alpha_1'' \cos\psi_1'';$$
$$N_1'' = 4\pi A v_1 a_1 \cos\alpha_1'' \cos\psi_2'',$$
$$\psi_1'' = \frac{2\pi}{T}\left(t + \frac{x}{v_1}\cos\alpha_1'' - \frac{z}{v_1}\sin\alpha_1'' + p_1''\right).$$

Analoge Gleichungen gelten für das zweite Medium; dabei hängen p'_1, p_1'', p_2 von der Phasenänderung bei der Reflexion und Brechung ab. Die Winkel α_1, α_1'', α_2 bezeichnen respective den Einfalls-, Reflexions- und Brechungswinkel, a_1 und a_2 die Amplituden im reflectirten und gebrochenen Strahl.

Setzen wir dann die Werthe für η_1', η_1'' etc. in die Grenzgleichungen, nachdem wir $x = 0$ genommen, ein, und beachten, dass dieselbe für jede Zeit t und jeden Ort z gültig sein müssen, so wird nach Betrachtungen, ganz ähnlich den bei der gewöhnlichen Ableitung der Fresnel'schen Formeln benutzten

$$\alpha_1 = \alpha_1''; \; \frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = \frac{v_1}{v_2}; \; p_1' = p_1'' = p_2.$$

Es gelten also die gewöhnlichen Gesetze der Reflexion und Brechung, und es tritt keine Phasenänderung auf. Danach wird $\psi_1' = \psi_2'' = \psi_2$, woraus weiter folgt, dass

$$\frac{1 + a_1}{\varepsilon_1} = \frac{a_2}{\varepsilon_2}\,(1 - a_1)\, v_1 \cos\alpha_1 = a_2 v_2 \cos\alpha_2$$

$$(1 + a_1)(1 + 4\pi\vartheta_1)\, v_1 \sin\alpha_1 = a_2 (1 + 4\pi\vartheta)\, v_2 \sin\alpha_2.$$

Setzen wir, was nahezu richtig ist, $\frac{1 + 4\pi\vartheta_1}{1 + 4\pi\vartheta_2} = 1$, so

wird nach der Formel für v auf pg. 95 $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{v_2^2}{v_1^2}$ und

$$a_1 = -\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}; \quad a_2 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cdot \frac{2\sin\alpha_2\cos\alpha_1}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)}.$$

Der Werth von a_1 stimmt vollkommen mit dem von Fresnel aus seiner Theorie für parallel der Einfallsebene polarisirtes Licht abgeleiteten und durch die Versuche bestätigten überein. Der Werth von a_2, wie ihn die Maxwell'sche Theorie liefert, unterscheidet sich von dem Fresnel'schen durch den Factor $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ (siehe darüber weiter unten in der Anmerkung). Dass die Formel für a_1 mit der Erfahrung übereinstimmt, zeigt uns, dass die electrischen Schwingungen senkrecht zur Polarisationsebene erfolgen.

II. Liegen die Schwingungen in der Einfallsebene, so müssen wir sie in zwei Componenten ξ und ζ parallel und senkrecht zur Grenzfläche zerlegen und auch die longitudinalen Wellen berücksichtigen.

Es ist für die transversalen und longitudinalen Wellen im reflectirten Lichte, wenn β_1 den Reflexionswinkel, b_1 die Amplitude und V_1 die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Welle bezeichnet, und die auf die letzteren bezüglichen Grössen den Index ''' tragen:

$$\xi_1'' = -a_1 \sin\alpha_1 \cos\psi_1''; \quad \zeta_1'' = -a_1 \cos\alpha_1 \cos\psi_1'';$$

$$M_1'' = 4\pi A v_1 \cos\psi_1''; \quad \varphi_1'' = 0.$$

$$\psi_1'' = \frac{2\pi}{T}\left\{t + \frac{x}{v_1}\cos\alpha_1 - \frac{z}{v_1}\sin\alpha_1 + p\right\}.$$

$$\xi_1''' = -b_1 \cos\beta_1 \cos\psi_1'''; \quad \zeta_1''' = b_1 \sin\beta_1 \cos\psi_1''';$$

$$\varphi_1''' = -2\,T V_1 b_1 \sin\psi_1'''; \quad M_1''' = 0.$$

$$\psi_1''' = \frac{2\pi}{T}\left\{t + \frac{x}{V_1}\cos\beta_1 - \frac{z}{V_1}\sin\beta_1 + p\right\}.$$

Ganz ähnliche Formeln gelten für den einfallenden und den gebrochenen Strahl. Setzen wir die betreffenden Werthe in die Grenzgleichungen, so folgt zunächst, dass b_1 und b_2 dieselbe Ordnung besitzen, wie $\frac{1}{\varepsilon_1}$ und $\frac{1}{\varepsilon_2}$; da diese aber sehr klein sind, so wird die Amplitude der

longitudinalen Wellen sehr klein, d. h. sie verschwinden. Für die transversalen Wellen ergiebt sich:

$$a_1 = \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)},$$

$$a_2 = \frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2}\left[1 + \frac{\operatorname{tg}(\alpha_1 - \alpha_2)}{\operatorname{tg}(\alpha_1 + \alpha_2)}\right] = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\left(\frac{2\sin\alpha_2\cos\alpha_1}{\sin\alpha_1\cos\alpha_1 + \sin\alpha_2\cos\alpha_2}\right).$$

Für das reflectirte Licht ist auch hier eine Uebereinstimmung mit den von Fresnel erhaltenen Resultaten vorhanden, nicht so für das gebrochene Licht.[1])

Um die elliptische Polarisation zu erklären, müssen wir annehmen, dass die Grösse ε nicht unendlich gross ist, sondern dass $\frac{1}{\varepsilon}$ noch einen merklichen Werth besitzt. Dann muss aber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der longitudinalen Wellen unendlich gross, d. h. die auf pg. 94 erwähnte Constante k Null werden; sonst nehmen die Glieder, die bei der durchgeführten Rechnung die elliptische Polarisation bestimmen, unmögliche Werthe an, und die betreffende Ableitung wird hinfällig.

Reflexion und Brechung des Lichtes in Krystallen.

Zunächst leitet der Verfasser die Existenz der Doppelbrechung ab. Er nimmt an, dass für jeden Punkt drei Richtungen existiren, die so beschaffen sind, dass eine ihnen parallel wirkende Kraft eine ihrer Richtung parallele Verschiebung erzeugt; die Constanten ε und ϑ, werden für jede dieser Richtungen, die wir zu Coordinatenaxen wählen, verschiedene Werthe ε_1, ε_2, ε_3 und ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3 besitzen. Es treten dann die folgenden Gleichungssysteme auf.

---

[1]) Tritt ein Lichtstrahl aus dem Medium 1 in das Medium 2 und ist nach der Fresnel'schen Formel die Amplitude des gebrochenen A, so ist sie nach der Lorentz'schen $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}A$. Beim Uebergang dieses Strahles aus 2 in 1, wird dann die Amplitude nach Fresnel etwa $A A_1$, nach Lorentz aber $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} A A_1 = A A_1$. Die Schwächung des Lichtes beim Durchgang durch Platten etc. ist, also nach beiden Theorien gleich, und nur auf diese Fälle können sich die Versuche erstrecken. (Der Referent.)

wenn wir noch annehmen, dass ϑ, das ja schon von Körper zu Körper sich fast gar nicht ändert, in demselben Körper nur verschwindende Aenderungen erfährt, und wenn wir seinen mittleren Werth mit ϑ_0 bezeichnen:

$$\frac{1}{\varepsilon_3} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial z} = A(1+4\pi\vartheta_0)\frac{\partial L}{\partial t} \cdot \text{etc.}$$

$$\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} = A\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t} - 4\pi \frac{\partial \xi}{\partial t}\right] \text{ etc.}$$

$$\frac{1}{\varepsilon_1} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{1}{\varepsilon_3} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial z} = -\Delta\varphi + A^2 k \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = \frac{1}{4\pi}\Delta\varphi, \quad \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z} = 0.$$

Es ergiebt sich dann auf ähnliche Weise wie bei isotropen Körpern, dass, wenn l, m, n die Richtungscosinusse der Normalen zu der Wellenebene und p, q, r die Richtungscosinusse der Schwingungsrichtung sind, für ein electrisches Theilchen im Punkt x, y, z:

$$\xi = p\,a \cos\psi; \quad \eta = q\,a \cos\psi; \quad \zeta = r\,a\cos\psi,$$

wo $\psi = \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{lx+my+nz}{v} + p\right)$, dabei ist v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des betreffenden Lichtstrahles, ferner wird:

$$L = \frac{1}{A(1+4\pi\vartheta_0)v}\left(\frac{qn}{\varepsilon_2} - \frac{rm}{\varepsilon_3}\right) a\cos\psi.$$

Analoge Ausdrücke gelten für M und N. Suchen wir dann die Abhängigkeit zwischen v und der Richtung des Strahles auf, so finden wir folgenden Satz:

In einem anisotropen Medium können sich im Allgemeinen in einer Richtung nur zwei Wellensysteme mit transversalen Schwingungen fortpflanzen; und es müssen die Schwingungsrichtungen zusammenfallen mit zwei zu einander senkrechten Richtungen, die in der Wellenebene liegen. Die letzteren sind bestimmt durch die Hauptaxen der Ellipse, in der eine der Wellenebene parallele Ebene, die durch den Mittelpunkt des Polarisationsellipsoides gelegt ist, das letztere schneidet. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit jeder dieser Wellen wird durch den reciproken Werth der

zugehörigen halben Ellipsenaxe bestimmt. Auf ganz dieselben Resultate führen auch die Fresnel'schen Hypothesen. Eine Folgerung der electromagnetischen Lichttheorie, dass nämlich die Grössen ε_1, ε_2, ε_3 die drei Hauptbrechungsexponenten bestimmen, hat Boltzmann und neuerdings Root im Wesentlichen bestätigt.

Bei der Ableitung der Reflexions- und Brechungsgesetze bei Krystallen setzt der Verf. von vornherein $\frac{1}{\varepsilon}$ sehr klein gegen die Einheit, wodurch die longitudinalen Wellen fortfallen; es stimmt diese Annahme auch mit der Erfahrung überein. Es ergeben sich dann folgende Grenzbedingungen. Es sind stetig: Die elektrische Potenzialfunktion und ihr Differentialquotient nach der Normalen zu der Grenzfläche; die senkrecht zur Grenzfläche genommene Componente der dielektrischen Polarisation; die Componente der electromotorischen Kraft nach jeder Richtung, die in der Grenzfläche liegt; und endlich die Componenten der magnetisirenden Kraft nach allen Richtungen.

Lorentz findet aus diesen Grenzbedingungen dieselben Resultate wie Neumann aus seiner Theorie, so dass die Maxwell'sche Theorie, da sie bei ihren Entwickelungen keine Grenzbedingungen vernachlässigt, jedenfalls einen grossen Vorzug vor der ersteren besitzt.

Totale Reflexion.

Wir hatten für a_1 und a_2 Werthe gefunden, die im Allgemeinen reell sind, ferner war $\sin \alpha_2 = n \sin \alpha_1$, wenn $\frac{1}{n}$ der Brechungsexponent ist, und endlich $p'_1 = p''_2 = p_2$. Bei der sogenannten totalen Reflexion erhalten wir aber für a_1 und a_2 imaginäre Werthe. Wir können aber unseren Gleichungen ganz allgemein genügen, wenn wir mit den eingeklammerten Grössen $[\eta]$ etc. complexe Werthe bezeichnen und allgemein bei transversalen Schwingungen setzen:

$$[\eta] = a\, e^{\pm i \frac{2\pi}{T}\left(t - \frac{x}{v}\cos\alpha - \frac{z}{v}\sin\alpha + p\right)}; \; [L] = 4\pi A v \sin\alpha\, [\eta] \text{ etc.}$$

Setzen wir nun zur Abkürzung

$$r = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{n^2 \sin \alpha_1 - 1}$$

und $a_1 = b + c\,i$, $a_2 = b' + c'\,i$ und $t - \frac{z}{v_1} \sin \alpha_1 + p = s$,

so werden in Folge der Grenzbedingungen, da denselben für jede Zeit und jeden Ort an der Grenze Genüge geleistet werden muss, zwei Wellensysteme auftreten:

$$\eta_1' = b \cos \frac{2\pi}{T}\left(\frac{x}{v_1} \cos \alpha_1 + s\right) + c \sin \frac{2\pi}{T}\left(\frac{x}{v_1} \cos \alpha_1 + s\right),$$

$$\eta_2 = b'\, e^{-rx} \cos \frac{2\pi}{T}\, s + c'\, e^{-rx} \sin \frac{2\pi}{T}\, s.$$

Die gebrochene Welle η_2 pflanzt sich also mit schnell abnehmender Amplitude fort. Für die Grössen b und c ergeben sich aus den obigen Gleichungen ganz entsprechende Werthe, wie aus der Fresnel'schen Theorie, die die Versuche bestätigt haben.

Es ist also auch für die totale Reflexion die electromagnetische Theorie in vollkommener Uebereinstimmung mit der Erfahrung.

Es ist dem Verfasser ferner gelungen, die Erscheinungen zu erklären, die auftreten, wenn die Schicht, an der die totale Reflexion stattfindet, eine sehr geringe Dicke d hat; es wird dann nicht mehr alles Licht total reflectirt, sondern dringt zum Theil in das zweite Medium ein (Quincke, Pogg. Ann. CXXVII. p. 1) und wird an der zweiten Begrenzungsfläche desselben zum Theil gewöhnlich gebrochen, da dort der Uebergang aus einem weniger dichten Medium in ein dichteres stattfindet; zum Theil erleidet es eine Reflexion, gelangt an die erste Grenze zurück und wird dort zum Theil gebrochen, zum Theil reflectirt. Der erstere Antheil tritt zu dem ursprünglich reflectirten Lichte hinzu. Eine Discussion, ganz ähnlich der bei der Ableitung der Intensitätsformeln bei den Newton'schen Farbenringen, unter steter Berücksichtigung des Auftretens des Imaginären, ergiebt dem Verfasser

für die Intensität I des reflectirten Lichtes von der Wellenlänge l:

$$I = \frac{1}{1 + 4\,c^2 \frac{q}{(q-1)^2}}, \text{ dabei ist } q = e^{2\pi \frac{d}{l} \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha_1 - 1}},$$

und je nachdem die Schwingungen senkrecht oder parallel zur Einfallsebene erfolgen,

$$c = -\frac{2\,n \cos \alpha_1 \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha_1 - 1}}{n^2 - 1}, \quad c = -\frac{2\,n \cos \alpha_1 \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha_1 - 1}}{\cos^2 \alpha_1 + n^2\,(n^2 \sin^2 \alpha_1 - 1)}$$

Es muss, wie leicht zu sehen, da $q > 1$ ist, bei gleicher Wellenlänge l mit Zunahme von d die Intensität des reflectirten Lichtes zunehmen, bei gleichem d dagegen mit abnehmender Wellenlänge zunehmen, was mit der Erfahrung übereinstimmt.

Der Verfasser hat ferner gefunden, dass bei jedem Einfallswinkel die Differenz der Phasen im gebrochenen und reflectirten Strahl für die parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirten Strahlen gleich sein muss. Dies sowie die aus der Theorie berechnete Phasendifferenz der senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisirten Strahlen und das Verhältniss ihrer Intensitäten an den Stellen, wo noch keine totale Reflexion stattfindet, stimmt im Ganzen mit den von Quincke gefundenen Resultaten überein.

Die optischen Eigenschaften der Metalle.

Der Verfasser muss hier von Neuem die Differentialgleichungen aufstellen, da an Stelle der Nichtleiter Leiter treten. Wenn wir zunächst die Gültigkeit des Ohm'schen Gesetzes annehmen, und wenn $\varkappa$ der Widerstand, $u\,v\,w$ die Stromcomponenten sind, so ist, da $\varepsilon\,u = X$ gleich der electromotorischen Kraft ist,

$$\xi = \varepsilon\,\varkappa\,u, \quad \eta = \varepsilon\,\varkappa\,v, \quad \zeta = \varepsilon\,\varkappa\,w,$$

$$\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1 + 4\,\pi\,\vartheta}{\varkappa}\; A\,\frac{\partial L}{\partial x} \text{ etc.}$$

$$\frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z} = A\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t} - 4\pi\varepsilon\varkappa\frac{\partial u}{\partial t} - 4\pi u\right] \text{ etc.}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\varkappa}\Delta\varphi + \frac{A^2}{\varkappa} k \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}; \quad \frac{\partial L}{\partial x} + \frac{\partial M}{\partial y} + \frac{\partial N}{\partial z} = 0.$$

Dem obigen Gleichungssysteme genügen die Werthe:

$$[u] = o, \; [v] = a\, e^{-i\frac{2\pi}{T}(t - x R + p)}, \; [w] = o,$$

wo die eckigen Klammern wieder anzeigen, dass die Ausdrücke reelle und imaginäre Werthe enthalten; ferner ist

$$[L] = [M] = o, \; [N] = -\frac{\varkappa R}{A(1 + 4\pi\vartheta)}\, a\, e^{-i\frac{2\pi}{T}(t - x R + p)},$$

wobei

a) $R^2 = 4\pi\varepsilon A^2(1 + 4\pi\vartheta) + i\frac{2T}{\varkappa}A^2(1 + 4\pi\vartheta) = (q + r i)^2.$

Daraus folgt für die wirkliche reelle Bewegung

$$v = a\, e^{-\frac{2\pi}{T} r x} \cos\frac{2\pi}{T}(t - q x + p).$$

Wir sehen aus diesen Ausdrücken, dass die Amplitude bei der Fortpflanzung im Metall sehr schnell abnimmt, dass also das Licht absorbirt wird, wie dies auch der Versuch zeigt. Aus der Gleichung a) folgt ferner, dass $r = \frac{TV}{\varkappa}A^2(1 + 4\pi\vartheta)$ ist, da $\frac{1}{q}$ gleich der Fortpflanzungsgeschwindigkeit V ist. r ist aber der Extinktionscoefficient, so dass man die obige Gleichung zur Prüfung der Theorie benutzen kann. Maxwell hat indess gefunden, dass ein Goldblatt durchsichtiger ist, als es nach der Theorie sein dürfte. Da aber r und somit die Absorption kleiner wird, wenn $\varkappa$ zunimmt, so ist die Abweichung in dem Sinne, dass das Metall für schnell abwechselnde Ströme, wie die Lichtschwingungen, eine kleinere Leitungsfähigkeit zu besitzen scheint als für die gewöhnlich beobachteten constanten Ströme. Und dies muss so sein, wenn man für veränderliche Ströme das Ohm'sche Gesetz als nur angenähert gültig annimmt. Denn, wenn im Moment des Auftretens einer electromotorischen Kraft der Strom nicht

sogleich, sondern erst nach einiger Zeit zu seiner vollen Stärke anwächst, so kann es bei sehr kurzen Strömen wohl geschehen, dass die electromotorische Kraft nicht lange genug in einem Sinne wirkt, um den Strom zu seiner vollen Stärke zu steigern; es entspricht dies gleichsam einem grösseren Widerstande.

Herr Lorentz stellt hierauf die Grenzbedingungen an der Oberfläche der Metalle auf; es sind die folgenden:

$$1)\quad \frac{\eta_1}{\varepsilon_1} = \varkappa v;\ \frac{\zeta_1}{\varepsilon_1} = \varkappa w. \quad 2)\quad \frac{\xi_1}{\varepsilon_1} + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_1 = \varkappa u + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_2.$$

$$3)\quad L_1 + \left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_1 = L_2 + \left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_2;\quad M_1 = M_2,\ N_1 = N_2.$$

$$4)\quad \frac{\partial \xi_1}{\partial t} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_1 = u + \varepsilon_2 \varkappa \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)_2.$$

$$5)\quad \vartheta_1 L_1 - \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_1 = \vartheta_2 L_2 - \frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial \chi}{\partial x}\right)_2.$$

Eliminiren wir χ und nehmen ferner an, dass $\frac{1+4\pi\vartheta_1}{1+4\pi\vartheta_2} = 1$ ist, so können wir 4) auf folgende Form bringen:

$$4^*)\quad \left(1 + \frac{1}{4\pi\varepsilon_1}\right)\frac{\partial \xi_1}{\partial t} = u + \varepsilon_2 \varkappa \left(1 + \frac{1}{4\pi\varepsilon_2}\right)\frac{\partial u}{\partial t}.$$

Nachdem der Verfasser dann in diese Werthe die complexen Grössen eingesetzt hat, die die Schwingungen im ersten und zweiten Medium allgemein bestimmen, gelangt dann derselbe zu denselben Formeln für den Gangunterschied und das Amplitudenverhältniss der senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisirten Strahlen wie Eisenlohr. Wir wollen darauf nicht näher eingehen, sondern nur die Beziehungen zwischen dem Hauptazimuth τ und dem Haupteinfallswinkel σ zu den Constanten der electromagnetischen Lichttheorie etwas näher betrachten. Es ergiebt sich, wenn R_1 und R_2 die Werthe der früher definirten Grösse R für das nichtleitende und das leitende Medium sind:

$$\frac{R_2^2}{R_1^2} = \sigma^2 e^{2i\tau} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + i\,\frac{T}{2\pi}\,\frac{1}{\varkappa\,\varepsilon_1}.$$

$$\sigma^2 \cos 2\tau = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}; \quad \sigma^2 \sin 2\tau = \frac{T}{2\pi} \frac{1}{\varkappa \varepsilon_1}.$$

Die erste Gleichung bietet, wenn wir das Ohm'sche Gesetz annehmen, die Schwierigkeit, dass, wenn $\tau > 45^0$, was meist der Fall, $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ negativ wird, was unmöglich ist. Ist aber das Ohm'sche Gesetz für kurz andauernde Ströme nicht gültig, so wird die Beziehung zwischen den Componenten der electromotorischen Kraft und den Stromcomponenten u, v, w bekanntlich gegeben durch:

$$X = \varkappa u + g\frac{\partial u}{\partial t}; \quad Y = \varkappa v + g\frac{\partial v}{\partial t}; \quad Z = \varkappa w + g\frac{\partial w}{\partial t}.$$

In dem von uns betrachteten Strömungszustande werden die Stromcomponenten durch Gleichungen der folgenden Form dargestellt:

$$[u] = a e^{-i\frac{2\pi}{T}(t-D)},$$

wo D eine von t unabhängige Grösse ist. Dadurch werden die obigen Ausdrücke für X, Y, Z:

$$[X] = \left(\varkappa - ig\frac{2\pi}{T}\right)[u]; \quad [Y] = \left(\varkappa - ig\frac{2\pi}{T}\right)[v]; \quad Z = \left(\varkappa - ig\frac{2\pi}{T}\right)[w].$$

Beachten wir diese Gleichungen, so erhalten wir aus den Grenzbedingungen, wenn wir $\frac{2\pi g}{\varkappa T} = s$ setzen,

$$\sigma^2 \cos 2\tau = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \frac{T}{2\pi\varkappa\varepsilon_1}\frac{s}{1+s^2}; \quad \sigma^2 \sin 2\tau = \frac{T}{2\pi\varkappa\varepsilon_1}\frac{1}{1+s^2};$$

jetzt kann in der That τ einen negativen Werth annehmen, ohne dass $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$ negativ zu sein braucht. Der beobachtete Widerstand $\varkappa'$ ist mit dem wahren $\varkappa$ in Folge der verschiedenen dielectrischen Polarisationsfähigkeit durch $\varkappa = \frac{\varkappa'}{1 + 4\pi\varepsilon_1}$ verbunden. Kennt man σ und ε und ausserdem $\varkappa$ in absolutem Maass, so lässt sich s berechnen. $\varkappa$ ist nahezu für Silber $\frac{1}{5.10^{17}}$ sec. und aus den Werthen für σ und τ für Linie D folgt $s = 25$, sodass also in den Metallen nicht nur eine grosse Polarisation der Moleküle besteht, sondern auch bei Strömen von so kurzer Dauer, wie

die der Lichtschwingungen, die Abweichung vom Ohm'schen Gesetze sehr gross ist. An Stelle von $[X] = \varkappa [u]$ tritt $[X] = \varkappa (1 - 25 i) [u]$. Dass noch keine derartigen Abweichungen wahrgenommen worden sind, erklärt sich daraus, dass auch bei den schnellsten alternirenden Strömen die Oscillationsdauern Tausende Mal grösser sind, als bei den Lichtschwingungen. Doch will der Verfasser seine Resultate über die Phänomene bei den Metallen noch nicht als definitiv hinstellen; wie er auch selbst auf eine Reihe Abweichungen zwischen Theorie und Erfahrung hinweist, die z. B. dann sich zeigen, wenn man die Beziehungen der Hauptazimuthe bei einem Metall, wenn es mit verschiedenen Medien in Berührung ist, abzuleiten versucht.

Auf die Abweichungen bei den Erscheinungen der Electrolyse von der Theorie geht der Verfasser nicht näher ein, da die ganzen Phänomene bei letzterer noch zu wenig erklärbar sind; ja es fragt sich, ob bei den Electrolyten eine Leitungsfähigkeit im Sinne der der Metalle vorhanden ist.

Doch scheint nach obigem die Maxwell'sche Lichttheorie die Erscheinungen, soweit sie theoretisch untersucht sind, im Wesentlichen zu erklären. E. W.

V. ***Trannin.*** *Photometrische Messungen in den verschiedenen Theilen des Spectrums* (J. d. phys. T. V. p. 297. October 1876).

Der Verfasser hat eine neue Methode ersonnen, um die Intensitäten verschiedener Lichtstrahlen von gleicher Wellenlänge zu vergleichen.

Die von zwei Lichtquellen *A* und *B* ausgehenden Strahlen werden durch zwei kleine total reflectirende Prismen so auf den Spalt des Collimators eines Spectralapparates geworfen, dass die von *A* kommenden Strahlen den oberen Theil, die von *B* kommenden den unteren Theil des Spaltes erleuchten. Man erblickt dann durch das Beobachtungsfernrohr des Spectralapparates zwei übereinanderliegende Spectra *a* und *b*, die *A* und *B* entsprechen. Bei dieser Anordnung ist die Vergleichung der Helligkeiten ziemlich unsicher. Trannin setzt daher zwischen

das Collimatorfernrohr und das dispergirende Prisma ein Foucault'sches Prisma, eine parallel der Hauptaxe geschnittene Quarzplatte und ein Wollaston'sches Prisma.

Das erstere polarisirt das aus aus dem Collimator austretende parallele Strahlenbündel in einer Horizontalebene; die Quarzplatte erzeugt einen beträchtlichen Gangunterschied zwischen den sich bildenden ordinären und extraordinären Strahlen; das Wollaston'sche Prisma spielt eine ähnliche Rolle wie das doppelbrechende Prisma in dem Photometer von Jamin, indem es alle Lichtschwingungen auf solche zurückführt, die in zwei zu einander senkrechten Ebenen erfolgen; und ausserdem die Bilder einer jeden der beiden Spalthälften, die sich im Focus des Beobachtungsfernrohres bilden sollen, verdoppelt. Es sind dadurch alle Bedingungen zum Auftreten der cannelirten Spectren von Fizeau und Foucault gegeben.

An Stelle der beiden Spectren a und b treten jetzt vier von Interferenzstreifen durchzogene a' b' a'' b'' auf, von denen a' b' in der Horizontalebene, a'' b'' in der Verticalebene polarisirt sind. Da die Polarisationsebenen in je zwei Spectren senkrecht zu einander stehen, so werden den Maximis der einen die Minima der anderen entsprechen; die beiden Systeme werden aber zum Theil in Folge der Verdoppelung der Spalthälften durch das Wollaston'sche Prisma sich decken. Der gemeinsame Theil MN ist daher von 2 Systemen Interferenzstreifen durchzogen. Verschwinden diese vollkommen, so ist die Intensität der beiden Lichtquellen gleich.

Die Intensität wurde dadurch verändert, dass man die eine dem Spalte näherte oder von ihm entfernte oder zwischen das Wollaston'sche Prisma und die dispergirenden Prismen ein Foucault'sches Prisma einschaltete. Bei der oben beschriebenen Methode hat das Auge nur das Verschwinden der Interferenzstreifen zu beobachten.

Der Verfasser hat zunächst die Genauigkeit seiner Methode für verschiedene Theile des Spectrums geprüft, indem er bei einer Reihe von Ablesungen den Genauigkeitscoefficienten, d. h. die Grösse h in der Gleichung

$y = \frac{h e^{-h^2 x^2}}{\sqrt{\pi}}$ berechnet, wo y die Wahrscheinlichkeit des Fehlers x angiebt. Es nimmt dieselbe vom Roth zum Gelb zu und von dort nach dem Violett wieder ab; dabei ist die Aenderung im Roth besonders gross.

Mit Aenderung der Intensität ändert sich auch die Empfindlichkeit, und wahrscheinlich giebt es für jede Strahlengattung eine bestimmte Intensität, der eine genaueste Einstellung entspricht. Ist die Intensität zu gross, so verliert das ermüdete Auge die Fähigkeit, kleine Intensitätsdifferenzen zu unterscheiden; ist sie zu klein, so können die Helligkeitsdifferenzen der Streifen nicht mehr scharf beobachtet werden. — E. W.

VI. ***C. W. Siemens.*** *Ueber die Bestimmung der Meerestiefe mittelst des Bathometers ohne Anwendung des Senkbleies* (C. R. LXXXIII. pg. 780—783).

Das Bathometer von C. William Siemens beruht auf der Gewichtsabnahme, welche ein schwerer Körper erleidet, wenn er sich über einem ausgedehnten Gewässer befindet. Die Anziehung der Erde auf einen Punkt an ihrer Oberfläche ist gleich der Summe der Anziehungen ihrer einzelnen Theile und die Anziehung eines jeden derselben ist proportional seiner Dichtigkeit und umgekehrt proportional dem Quadrate seiner Entfernung vom angezogenen Punkte. Betrachtet man die Erde als eine vollkommene homogene Kugel, so ergiebt sich die Anziehung A_1 eines kleinen Abschnittes derselben, welcher sich von einem Punkte an ihrer Oberfläche bis zur Tiefe h erstreckt, und dessen Dichte ϱ ist, zu $A_1 = 2\pi h \varrho \left(1 - \frac{2}{3}\sqrt{\frac{h}{2R}}\right)$, also für sehr kleine Werthe von h zu:

$$A_1 = 2\pi h \varrho.$$

Die Gesammtanziehung der Erde auf den betrachteten Punkt ist $A = \frac{4}{3}\pi R \varrho$; man hat also

$$\frac{A_1}{A} = \frac{2\pi h}{\frac{4}{3}\pi R} = \frac{h}{\frac{2}{3} R}.$$

Die mittlere Dichtigkeit der Gesteine, welche die

Erdrinde bilden, ist ungefähr 2.763, die Dichtigkeit des Meerwassers ungefähr 1.026. Darum vermindert sich die Anziehung an der Oberfläche eines Meeres, welches die Thiefe h' besitzt, in dem Verhältniss

$$\frac{2\,\pi\,h'\,(2.763 - 1.026)}{\frac{4}{3}\,\pi\,R\,.\,2.763} = \frac{h'}{1.06\,R'}$$

oder ungefähr im Verhältniss der Tiefe des betreffenden Meeres zum Radius der Erde. Diese Beziehung ist jedoch nicht strenge richtig, weil die Dichtigkeit der Erdrinde nicht gleich der mittleren Dichtigkeit der Erde ist. Es ist daher zweckmässiger, das Bathometer mittelst eines Senkbleies zu graduiren.

Das Bathometer von William Siemens besteht im Wesentlichen aus einer an beiden Enden erweiterten Stahlröhre, welche mit Quecksilber gefüllt ist und vertikal aufgehängt wird. Ihr unteres Ende ist durch ein dünnes Stahlblech geschlossen; der Druck der Quecksilbersäule auf letzteres wird vollständig durch die Elasticität von vier Spiralfedern aus gut gehärtetem Stahle compensirt, deren Länge gleich der der Quecksilbersäule ist. Das obere Ende ist durch einen Deckel geschlossen, in den eine 2 Millm. weite Glasröhre eingesetzt ist. Sie ist in eine horizontale Spirale gerollt und trägt eine Skala, deren Theilstriche Faden oder Meter angeben. Auf der Oberfläche des Quecksilbers, welches durch einen Stöpsel mit einer ganz engen Oeffnung gegen die Schwankungen des Schiffes möglichst bewahrt ist, ruht eine gewisse Menge Wasser, die sich in die Glasspirale hineinerstreckt und, wenn das Instrument sich am Lande, im Meeresniveau befindet, bis zu einem markirten Nullpunkt reicht.

Bringt man den Apparat an die Oberfläche eines tiefen Sees oder Meeres, so vermindert sich der Druck des Quecksilbers auf das Stahlblech, und die Stahlfedern treiben das Wasser über dem Quecksilber weiter in die Glasröhre hinein, und zwar entspricht einer Erhebung der oberen Quecksilberfläche um $^1/_2$ Millim. ein Vordringen des Wassers um 1000 Millim.

Das Bathometer ist in eine Kiste hermetisch einge-

schlossen und dadurch gegen atmosphärische Einwirkungen geschützt; ferner sind seine Angaben von der Temperatur unabhängig gemacht, indem durch passende Wahl seiner Dimensionen die Verminderung der Elasticität durch die Erwärmung durch eine entsprechende Verminderung des Quecksilberdruckes gerade aufgehoben wird.

Ein so construirtes Bathometer wurde an Bord des „Faraday" bei der Legung des transatlantischen Kabels benutzt und hat bei der Aufsuchung des durch einen Sturm verloren gegangenen Kabelendes gute Dienste geleistet. Seine Angaben stimmten vortrefflich mit denen eines Lothes aus Stahl nach Sir William Thomson überein, zumal wenn man beachtet, dass das Loth die Tiefe unmittelbar unter dem Schiffe, das Bathometer die mittlere Tiefe unter einer gewissen Fläche angiebt, deren Ausdehnung von der Tiefe selbst abhängt.

Das Bathometer kann auch zu Höhenmessungen benutzt werden und besitzt hier vor dem Barometer den Vorzug, dass es von den Schwankungen des atmosphärischen Druckes unabhängig ist. Giebt die Theilung seiner Skala bei der Messung von Meerestiefen Meter an, so würden dieselben Theilstriche bei der Messung von Höhen über dem Meeresniveau halbe Meter bezeichnen, wie eine einfache Rechnung zeigt.

E. L.

VII. ***W. N. Hartley. Veränderung des kritischen Punktes der Kohlensäure in Mineralien und Schlüsse aus diesen und anderen Thatsachen*** (Nature 21. Dec. XV. 167. 1876).

Der Verfasser hat seine früheren Versuche über die kritischen Temperaturen (Definition von Andrews) fortgesetzt. Zunächst führt er die Gründe dafür an, dass die in Mineralien eingeschlossene Flüssigkeit Kohlensäure sei. und bestimmt die kritischen Temperaturen für dieselbe. während sie im Mineral eingeschlossen blieb. Es ergaben sich dieselben: Bei Topas zu 28°, 28° resp. 26.5°, 27°.55; bei Turmalin zu 27°, 27°, 26.9°; Sapphir zwischen 30°.5 und 31° und 25°.5 und 26° und bei 29°.5; bei Steinsalz zu 30°.95, 30°.95, 32°.5, 33°.7, 39°, 30°.95; und beim Beryll zu

30°.92. Die verschiedenen Zahlenangaben beziehen sich wohl auf verschiedene Exemplare desselben Minerals.

E. W.

VIII. ***Aymonnet.*** ***Ueber das Absorptionsvermögen der Körper für die Wärme*** (C. R. LXXXIII. p. 971—973).

Der Verf. hat im Anschluss an seine C. R. LXXXII. p. 1153 publicirte Arbeit für eine Reihe von Flüssigkeiten und Salzlösungen nach der dort beschriebenen Methode (weiss glühendes Platin, Flintglas-Prisma, das die leuchtenden und dunkelen Strahlen trennt, und Thermosäule) die Absorptionsvermögen bestimmt. Es bezeichnet in der folgenden Tabelle x die in 100 Theilen der Flüssigkeit gelöste Menge Substanz, δ die Dichte der Lösung bei 17°, A das Absorptionsvermögen.

Wässrige Lösungen				Verschiedene Flüssigkeiten		
	x	δ	A		δ	A
Eisenchlorid	59.0	1.467	0.9329	Kaliumsulfo-carbonat	1.489	0.8087
Chlorstrontium	78.0	1.125	0.9014	Wasser	0.999	0.8020
2fach schwefels. Kali	72.0	1.207	0.8926	Amylalkohol	0.815	0.7752
Chlorzink	62.0	1.444	0.8591	Essigsäure	1.063	0.7281
Chlornatrium	80.0	1.146	0.8557	Aethylalkohol	0.793	0.6912
Bromzink	72.0	1.130	0.8423	Methylalkohol	0.812	0.6879
Jodzink	72.0	1.306	0.8356	Chloroform	1.491	0.2516
Chlorbarium	75.0	1.214	0.8289	Terpentinöl	0.866	0.5805
Salpeters. Ammonium	56.0	1.189	0.8221	Toluol	0.866	0.4933
Chlorcalcium	33.3	1.489	0.8054	Benzol	0.881	0.4866
Wasser	100.0	0.999	0.8020	Schwefeläther	0.736	0.5771
Chlormagnesium	57.0	1.267	0.7852			

Lösungen in CS_2			
	x	δ	A
Schwefelkohlenstoff	100.0	1.268	0.1208
Jod	85.4	1.401	0.1200
Schwefel	88.3	1.336	0.1185

Die Reihenfolge der Flüssigkeiten nach ihren Absorptionsvermögen ist dieselbe, die Tyndall[1]) gefunden. Die numerischen Werthe weichen aber von einander ab, sei

[1]) Tyndall, Die Wärme, zweite Aufl. p. 506.

es, weil die beiden Forscher verschiedene Wärmequellen (roth- und weissglühendes Platin), oder weil sie verschieden dicke Schichten der betreffenden Substanzen benutzt haben.

Ordnet man die Flüssigkeiten nach ihren auf die Volumeneinheit bezogenen specifischen Wärmen und nach ihren Absorptionsvermögen, so ist die Reihenfolge dieselbe.

Auf die Berechnung von Atom-Absorptionsvermögen und die Ableitung allgemeiner Gesetze für dieselben, wie es der Verfasser versucht, werden wir erst, wenn der Verf. seine theoretischen Anschauungen, durch die er darauf geführt wird, vollständig publicirt hat, zurückkommen.

E. W.

IX. ***Aymonnet.*** ***Neue Methode zur Untersuchung der Wärmespectra*** (C. R. LXXXIII. p. 1102—1104).

Der Verfasser giebt bei derselben der Oeffnung der Thermosäule eine ziemliche Weite, und verschiebt dann dieselbe entweder von der brechbareren oder weniger brechbaren Seite in das Spectrum hinein; aus der Aenderung der Ausschläge des Galvanometers bei einer jedesmaligen Verschiebung um einen Bruchtheil eines Millimeters lässt sich leicht die in dem betreffenden Theile des Spectrums vorhandene Intensität berechnen. Mittelst der obigen Methode hat der Verf. die folgenden Resultate gefunden:

1) Eine Wärmequelle, die ein continuirliches leuchtendes Spectrum zeigt, besitzt, durch ein Flintglasprisma untersucht, deutliche Minima im Wärmespectrum. 2) Es zeigen diese einen periodischen Charakter. 3) Sie verschieben sich, wenn die Temperatur der Wärmequelle sich ändert. 4) Sie ändern ihre Lage, Breite und nehmen an Zahl zu, wenn man eine Flüssigkeitsschicht in den Gang der Strahlen einschaltet, ferner ändern sie 5) auch in diesem Falle mit der Temperatur der Wärmequelle ihre Lage, und 6) wenn man das Absorptionsspectrum beobachtet, während irgend welche chemische oder Lösungs-Vorgänge in der betreffenden Flüssigkeit auftreten, ändert sich das Spectrum fortwährend, und die Absorption ist während der betreffenden Processe weit grösser als wenn der Endzu-

stand erreicht ist. (Sollte dies nicht eine Folge der auftretenden Schlieren sein? d. Ref.). Zum Schluss bemerkt der Verf., dass die bei verschiedenen Temperaturen des strahlenden Körpers beobachteten Absorptionen ein Licht werfen müssen auf die Gesetze, die die Associations- und Dissociationserscheinungen mit den Wärme- und Lichterscheinungen verbinden. — E. W.

X. ***J. L. Soret und Ed. Sarasin.*** *Ueber die Drehung der Polarisationsebene durch den Quarz* (C. R. LXXXIII. p. 818—821. 30. Oct.)

Die Verfasser haben ihre Untersuchungen über den obigen Gegenstand fortgesetzt und auf die ultravioletten Strahlen mit Zuhülfenahme des fluorescirenden Oculars ausgedehnt; die Anordnung des Apparates war im Wesentlichen die frühere. Die folgende Tabelle enthält die Resultate. In der ersten und zweiten Columne sind die Fraunhofer'schen Linien mit den ihnen entsprechenden Wellenlängen aufgeführt. Die dritte Columne enthält die aus mehreren Beobachtungen erhaltenen Mittel für die Drehungswinkel.

A	760.40	12.668	H_1	396.76	51.193
a	718.36	14.304	H_2	393.29	52.155
B	686.71	15.746	L	381.96	55.625
C	656.21	17.318	M	372.68	58.881
D_2	589.51	21.684	N	358.05	64.459
D_1	588.91	21.736	O	343.97	70.585
E	526.96	27.543	P	336.02	74.574
F	486.08	32.774	Q	328.56	78.582
G	430.72	42.604	R	317.75	84.972
h	410.12	47.499			

Für die Wellenlängen von A bis h wurden die Ångström'schen, von H_1 bis O die Cornu'schen, von P bis R die Mascart'schen Werthe angenommen.

Die beobachteten Drehungswinkel φ stimmen sehr gut mit den nach der Boltzmann'schen Formel $\varphi = \frac{B}{10^6\,\lambda^2} + \frac{C}{10^{12}\,\lambda^4}$

berechneten überein, wenn man $B = 7.111540$; $C = 0.148061$ setzt.

Versuche mit verschiedenen Stücken Quarz ergaben fast ganz gleiche Drehungswinkel. E. W.

XI. ***Graeff.*** ***Ueber eine Reihe von Versuchen über den Ausfluss des Wassers, die am Reservoir des Furens***[1]) ***angestellt worden sind*** (C. R. LXXXIII. p. 948. [20. Nov.]).

Die an dem oben erwähnten Reservoir angestellten Versuche ergeben, dass der Reductionscoefficient α für die Ausflussmengen aus Oeffnungen von einem bestimmten Drucke an constant wird. Es sei H der durch den Abstand der Flüssigkeitsoberfläche von dem Schwerpunkt der Ausflussöffnung gemessene Druck, h und h' die dem oberen und dem unteren Rande der Oeffnung entsprechenden Drucke; dann nähert sich α einer Constanten, wenn H sehr gross gegen $h - h'$ ist. Der Grenzwerth von $\frac{H}{h - h'}$, bei dem dies eintritt, ist um so kleiner, je vollkommener durch passende Anordnung der Oeffnung die Contraction des Strahles ist. Es ist ausserdem eine Tabelle berechnet worden, die den Coefficienten α als Funktion von $\frac{H}{h - h'}$ für praktisch wichtige Fälle giebt. — E. W.

XII. ***L. Troost und P. Hautefeuille.*** ***Ueber die Gesetze der Zusammendrückbarkeit einiger Gase und über ihre Ausdehnungscoefficienten*** (C. R. LXXXIII. p. 333—355).

Die Verfasser haben für Chlorsilicium (Siedepunkt 59°), Chlorkohlenstoff (S. P. 78°.1), Trichlorphosphor (S. P. 78°) die obigen Grössen bestimmt.

Für Chlorsilicium ergab sich z. B., dass bei 100° C. das Produkt aus dem Druck p in das Volumen v bei einem Drucke von 756.83 Mm. 207085, bei einem Drucke von 222.82 Mm. 214389 betrug, also sehr schnell mit abnehmendem Drucke zunahm; ein ähnliches Resultat ergab

1) Ein Nebenfluss der Loire.

sich bei 180°, doch war hier die Aenderung des Produktes, d. h. die Abweichung vom Mariotte'schen Gesetze geringer. Ganz Aehnliches zeigte sich auch für Chlorkohlenstoff und Trichlorphosphor.

Es betrug die Differenz zwischen dem berechneten und gefundenen Volumen beim Uebergang von einem Druck einer halben Atmosphäre zu dem einer Atmosphäre in Procenten des ganzen Volumen, bei:

	100°	180°
Chlorsilicium	2.07	0.455
Chlorkohlenstoff	1.38	1.367
Trichlorphosphor	—	1.548

Dabei entsprechen die Differenzen stets einer Contraction.

Für die Ausdehnungscoefficienten ergaben sich bei:

	zwischen 100—125°	125—180°
Chlorsilicium	0.00449	0.00399
Trichlorphosphor	0.00489	0.00417
Chlorkohlenstoff	0.00470	0.00414.

Die bei gleichem Druck zwischen verschiedenen Temperaturgrenzen bestimmten Ausdehnungscoefficienten nehmen also mit der Temperatur ab.

Aus dem Obigen folgt unmittelbar, dass zur Dampfdichtebestimmung keine Methoden benützt werden können, bei denen der Dampf mit einem permanenten Gase gemischt ist.

(Ein Theil der Aenderung der Ausdehnungscoefficienten mit der Temperatur ist vielleicht der Aenderung der Vaporhäsion zuzuschreiben. Der Ref.) E. W.

XIII. *G. Bouchardat. Ueber das Drehungsvermögen des Mannites und seiner Abkömmlinge* (C. R. LXXXIV. p. 34—34).

Der Verfasser hat bei Versuchen, bei denen das Licht durch eine 4 Meter dicke Schicht concentrirter Mannitlösung ging, gefunden, dass dieselbe die Polarisationsebene entschieden drehte. Mannite, die auf verschiedene Weise

dargestellt waren, zeigten stets dieselbe Erscheinung. Liess man den Mannit in ätherartige Verbindungen eintreten, oder löste ihn in einer Borax- oder Borsäurelösung, so zeigte sich stets eine Zunahme der Drehung. — E. W.

XIV. *A. Guerout. Untersuchungen über den Transspirationscoefficienten* (C. R. LXXXIII. p. 1291—1293).

Im Anschluss an eine frühere Arbeit[1]), deren Resultate wir auch mittheilen, hat der Verf. für eine Reihe Flüssigkeiten den obigen Coefficienten K bestimmt; es ist derselbe gegeben durch die Gleichung $K = \frac{Ql}{Hr^4}$, wo Q das in Cubikmillimetern gemessene Volumen der transspirirenden Flüssigkeit bezeichnet, das in der Zeiteinheit aus einer l Mm. langen und $2r$ Mm. weiten Kapillarröhre unter einem Wasserdrucke von H Millimetern ausfliesst.

Es ergaben sich, wenn ausserdem D die Dichte, p und v die Molekular-Gewichte und Volumina bedeuten, bei 13° für:

		K	D	p	v
Methylalkohol	$C\,H_4\,O$	493.5	0.836	32	38.3
Aethylalkohol	$C_2H_6\,O$	145.0	0.793	46	58.0
Propylalkohol	$C_3H_8\,O$	105.0	0.811	60	73.9
Butylalkohol	$C_4H_{10}O$	47.5	0.807	74	91.7
Amylalkohol	$C_5H_{12}O$	39.0	0.815	88	107.0

Bei den Alkoholen nimmt K, wenn auch nicht regelmässig, mit steigendem Kohlenstoffgehalt ab. — Für das Benzin, das Toluen und Xylen ergaben sich für K sehr nahe gleiche Werthe, nämlich 326, 340, 326.

Bei 15° ergab sich für

Ameisensäure	$C\,H_2\,O_2$	115.0	Ameisens.-Aethyl	$C_3H_6\,O_2$	562.0
Essigsäure	$C_2H_4\,O_2$	160.5	Essigs.-Aethyl	$C_4H_8\,O_2$	450.3
Propionsäure	$C_3H_6\,O_2$	189.0	Propions.-Aethyl	$C_5H_{10}O_2$	360.3
Buttersäure	$C_4H_8\,O_2$	129.5	Butters.-Aethyl	$C_6H_{12}O_2$	297.0
Valeriansäure	$C_5H_{10}O2$	92.3	Valerians.-Aethyl	$C_7H_{14}O_2$	241.3
Capronsäure	$C_6H_{12}O_2$	64.0			

[1]) C. R. LXXXI. p. 1025—1027: Einen Theil der vom Verf. gefundenen Resultate hat bereits Rellstab in seiner Doctordissertation, Bonn 1868, publicirt.

Essigsaures Methyl	$C_3 H_6 O_2$	534.5
Essigsaures Aethyl	$C_4 H_8 O_2$	450.3
Essigsaures Propyl	$C_5 H_{10} O_2$	362.8
Essigsaures Butyl	$C_6 H_{12} O_2$	305.3
Essigsaures Amyl	$C_7 H_{14} O_2$	230.2

Die Verbindungen in den obigen Reihen sind so gewählt, dass je ein Glied der einen Reihe einem Gliede der beiden anderen isomer ist.

Es ergiebt sich zunächst, dass *K* bei den fetten Säuren von der Propionsäure an und bei den beiden Reihen der Aether mit wachsendem Kohlenstoffgehalt abnimmt. Den Grund der Abweichung bei der Essigsäure und Ameisensäure sucht der Verf. in einer kleinen Menge etwa vorhandener Hydrate; doch besassen beide Säuren den richtigen Siedepunkt. Ferner zeigt sich, dass *K* weit grösser ist bei den Aethern, als bei den Säuren und Alkoholen, aus denen sie sich bilden.

Die aus den Tabellen sich unmittelbar ergebenden Resultate für die Beziehung zwischen den einzelnen isomeren Körpern, vor Allem, dass die isomeren Aether nahe gleiche Transspirationscoefficienten besitzen, die aber weit grösser sind, als bei den ihnen isomeren Säuren, hatte bereits Rellstab gefunden.

Es scheint demnach, als ob sich auf die Transspirationscoefficienten eine Classification der Isomeren gründen und sich bestimmen liesse, ob ihre Constitution ähnlich ist oder nicht. Eine weitere Untersuchung dieses Gegenstandes behält sich der Verf. vor. E. W.

XV. ***J. Emerson Reynolds.*** ***Ueber das Atomgewicht und die specifische Wärme des Beryllium*** (Phil. Mag. (5) III. 38—42).

Das aus irischem Beryll gewonnene Berylloxyd wurde in Gegenwart von fein vertheilter Kohle durch Behandeln mit Chlor bei starker Rothglühhitze in wasserfreies Chlorid verwandelt, dies hierauf sublimirt, und daraus durch Einwirkung von Natrium des Metall gewonnen. Die Reduction geschah durch Erhitzen der Mischung in einem Pla-

tintiegel, ohne dass man aber die Masse zum Schmelzen kommen liess. Das so erhaltene Metall zeigt die von Debray beschriebenen Eigenschaften. Nehmen wir mit Awdejew und Debray 4.6 für das Aequivalentgewicht des Beryllium ($H = 1$), so ist es doch die Frage, ob das sogenannte Atomgewicht das doppelte oder dreifache der obigen Zahl ist. Ist, wie einige behaupten, das Atomgewicht $4.6 \times 3 = 13.8$, so muss das einzig bekannte Beryll-oxyd der Thonerde entsprechen; ist es aber $4.6 \times 2 = 9.2$, so entspricht das Oxyd dem Zink- oder Magnesiumoxyd. Da aus besonderen Ursachen chemische Betrachtungen auf grosse Schwierigkeiten stossen, so schien es nöthig, entweder die Dampfdichte einer einfachen Verbindung oder die specifische Wärme des Metalles selbst zu ermitteln. Bestimmungen der letzteren ergaben das Atomgewicht zu 9.2, so dass es also ein zweiatomiges Metall ist. — Das zu den Messungen benutzte Calorimeter besteht in einem Alkoholthermometer mit cylindrischem Gefäss *b*, in das ein Probirglas mit der Oeffnung nach oben eingeschmolzen ist, ganz ähnlich wie im Bunsen'schen Eiscalorimeter; an das Gefäss *b* ist unten eine Kugel angeblasen, an die selbst wieder ein Glasrohr *a* gelöthet ist. Der cylindrische Theil des Apparates enthält zum grössten Theil Alkohol, die anderen Theile sind mit Quecksilber gefüllt, ebenso das Ansatzrohr, mit dem ein enges, sorgfältig graduirtes Capillarrohr in Verbindung steht.

Nach dem bekannten Dulong-Petit'schen Gesetze, wie es von Canizzaro verändert ist, haben die Atome der Elemente eine gleiche specifische Wärme, wenn sie im festen Zustande verglichen werden. (Die Ausnahmen, wie Kohlenstoff, Bor und Silicium sind durch Weber's Versuche verschwunden.) Metallmengen von gleicher Temperatur, die proportional den Atomgewichten sind, müssen daher auch bei ihrer Abkühlung um gleich viel Grade gleiche Wärmemengen abgeben. Indem nun der Verfasser die Gewichtsmenge Beryllium bestimmte, die bei der Abkühlung von 100° nahezu gleich viel Wärme abgiebt wie 108 Ctgrm. Silber, fand er für das Atomgewicht des ersteren

2×4.6, d. h. 9.2. Es ergab sich die Atomwärme des Berylliums 5.910, während die des Silbers 6.157 beträgt. Die etwas zu niedrigen Werthe erklärt der Verfasser durch die Gegenwart von etwas Platin, herrührend von dem Platintiegel, in dem die Reduction des Metalles vorgenommen wurde.

Die specifische Wärme des Berylliums ergiebt sich daraus unmittelbar zu 0.642. — E. W.

XVI. ***F. Field.*** *Ueber den Ludlamit, ein neues Mineral aus Cornwall* (Phil. Mag. (5) III. p. 52—57).

Die Zusammensetzung ist $3\,FeO$, P_2O_5, $8\,H_2O$ die Krystallform monoklin. Der Winkel der Axen ist 79,27°, das Verhältniss der Axen $a:b:c = 1:0.4389:0.8932$. Der Krystall ist optisch negativ. Die Ebene der optischen Axen liegt in der Symmetrieebene. E. W.

XVII. ***Berthelot.*** *Ueber das Drehungsvermögen des Styrolen* (Ann. d. chim. (5) IX. p. 53—54).

Berthelot hat, entgegen den theoretischen Ansichten von van t'Hoff, die derselbe auch durch einige Versuche mit freilich nicht ganz reinem Material bestätigt zu haben glaubte, von Neuem die Drehung der Polarisationsebene beim Styrolen nachgewiesen. Es beträgt für zwei Proben das Drehungsvermögen für die Natriumlinie resp. -3.1^0 und -3.4^0. E. W.

XVIII. ***J. M. Gaugain.*** *Einfluss der Temperatur auf die Magnetisirung* (C. R. LXXXII. p. 1422. LXXXIII. p. 661).

Herr Gaugain constatirt die bekannte Thatsache, dass der temporäre Magnetismus eines einer magnetisirenden Kraft unterworfenen Eisen- oder Stahlstabes bei wiederholter Erhöhung der Temperatur einmal dauernd steigt, dann aber auch beim wiederholten Abkühlen und Erwärmen vorübergehend sinkt und steigt (Wied. Galv. II. p. 521 u. folg.), und dass bei höheren Temperaturen der temporäre

Magnetismus abnimmt. Er legt hierzu an einen Magnetpol einen Stahlstab, den er erwärmt, und bestimmt den in einer Spirale über seiner Mitte beim Entmagnetisiren erhaltenen Inductionsstrom. Die dauernden Aenderungen sind in Sheffield- und Allevardstahl fast gleich, die permanenten in ersterem grösser.

Bei weiteren Versuchen erhitzt Gaugain die an einen Magneten gelegten Stäbe (von 300 Mm. Länge, 26 Mm. Breite und 7 Mm. Dicke) bis 300°. Sind M und M_1 die Magnetismen bei den beiden Temperaturen t und t_1, so findet er an drei Stellen, die 50, 150 und 250 Mm. von der Contactstelle der Stäbe mit dem Magnet entfernt sind, den Werth $\frac{M-M_1}{M}$ gleich 0.365, 0.437, 0.475, also etwas grösser an den schwächer magnetisirten Stellen. Ebenso wächst das Verhältniss der permanenten Aenderung der temporären Magnetisirung mit der Temperatur zu der ursprünglichen Magnetisirung bei grösserer Entfernung von der Contactstelle der Stäbe mit dem Magnet (sie ist an den drei erwähnten Stellen resp. 0.41; 0.99; 1.64).

Bei Anwendung schwächerer Magnete bleibt der Coefficient der vorübergehenden Veränderungen nahe derselbe, der der permanenten nimmt mit der Stärke der Magnetisirung ab. —

Gaugain leitet die dauernde Wirkung des wiederholten Erwärmens wohl mit Recht von der Verminderung der Coercitivkraft, die vorübergehende aber seltsamer Weise von der Verminderung der Inductionswirkung auf die Spirale mit der Erhöhung der Temperatur ab, selbst wenn die Magnetisirung, d. h. die Richtung der Moleküle sich nicht ändert (also auch nicht das Moment jedes Moleküles?).

Dass übrigens hierbei verschieden harte Stahlstäbe ein entgegengesetztes Verhalten zeigen können, habe ich schon früher (Galv. II. §. 522 u. 523) dargethan, auch habe ich die Theorie der betreffenden und ähnlicher Erscheinungen gegeben (Galv. II. §. 539). G. W.

XIX. **G. Lippmann.** ***Widerstandsmessungen mittelst des Capillarelectrometers*** (C. R. LXXXIII. p. 192. 1876).

Lippmann leitet den Strom eines Bunsen'schen Elementes durch einen Stöpselrheostaten und die zu untersuchenden in einer Glasröhre enthaltenen Flüssigkeiten mittelst zweier ebener, auf der Axe der Röhre senkrechter Electroden. Seitlich sind in die Röhre zwei feine Löcher gebohrt, über welche kleine Glasröhren gekittet sind, die mit der in der Röhre enthaltenen Flüssigkeit gefüllt sind und vermittelst du Bois'scher Electroden mit den Polen des Lippmann'schen Capillarelectrometers verbunden werden. Man überzeugt sich vor dem Hindurchleiten des Stromes, dass die Electroden keine Spannungsdifferenz zeigen, die grösser ist als $^1/_{1000}$ der electromotorischen Kraft des Daniell'schen Elementes ist. Durch einen Commutator wird sodann diese Verbindung aufgehoben, und eine andere mit den Enden des Rheostaten hergestellt, dessen Widerstände so lange abgeändert werden, bis die Angaben des Electrometers in beiden Fällen die gleichen werden. Die Widerstände der Flüssigkeiten zwischen den Löchern und des Rheostaten sind dann einander gleich.

Da die Einstellung des Quecksilberindex des Electrometers den Durchgang eines Stromes erfordert, so ist auch diese Methode nicht ganz absolut frei von den Einflüssen der Polarisation.[1]

G. W.

XX. **L. Bleekrode und Warren de la Rue.** ***Electrische Leitung und Electrolyse von Verbindungen. Einwirkung des Stromes einer Batterie von 8040 Elementen auf schlecht leitende Flüssigkeiten*** (Proc. Roy. Soc. Vol. XXV. p. 322. 1876. Nr. 175).

Bleekrode hat Substanzen der Einwirkung des Stromes ausgesetzt, die theils bei gewöhnlicher Temperatur flüssig waren, theils erst bei hohem Druck condensirt wurden. Im letzteren Falle wurden sie nach dem Ver-

---

[1]) Vgl. übrigens auch Quincke, Pogg. Ann. Bd. CLIII. p. 184 bis 203. 1874.

fahren von Faraday in den flüssigen Zustand übergeführt. In das Ende der hierbei verwendeten Glasröhre, in welcher sich die Gase condensirten, waren zwei Platindräthe als Electroden eingeschmolzen, deren innere Enden 2 bis 4 Mm. von einander abstanden. In einem gleichen Apparate wurden auch die übrigen Flüssigkeiten der Stromeswirkung zunächst von 10 bis 80 Bunsen'schen Elementen oder eines Inductoriums von 75 Mm. Funkenlänge ausgesetzt. Hierbei trat meist eine nicht electrolytische Zersetzung durch die Hitze des Funkens ein und es explodirten gewöhnlich die mit den condensirten Gasen gefüllten Röhren.

Schwefelkohlenstoff, Benzol, vierfach Chlorzinn, Zinkäthyl, auch flüssiges Cyan, flüssige Kohlensäure, Chlorwasserstoff, Brom- und Jodwasserstoff, erwiesen sich als vollkommene Nichtleiter; Cyanwasserstoff machte hiervon eine Ausnahme und ebenso flüssiges Ammoniak, welches sogleich electrolysirt wird und mit einer Säule von 80 Elementen sich unter reichlicher Gasentwickelung tief blau färbt. Die Färbung verschwindet bei Unterbrechung des Stromes. Bemerkenswerth ist hier ganz besonders ausser diesem letzten Resultate die überaus schlechte Leitungsfähigkeit der Chlorwasserstoffsäure, die auch in Berührung mit Zinkstreifen nach Gore[1]) kaum eine chemische Wirkung zeigt. (Schon Kohlrausch (Pogg. Ann. Bd. CLIX. p. 272) hat auf das eigenthümliche Verhalten aufmerksam gemacht, dass auch H_2SO_4, Essigsäure u. s. f. relativ schlechte Leiter sind, und erst bei Zusatz von Wasser besser leiten. G. W.)

Mit der Chlorsilbersäule von Warren de la Rue, von der bis zu 8040 Elemente verwendet wurden, ergaben sich im Wesentlichen die gleichen Resultate. Mit Ausnahme des Ammoniaks wurden alle erwähnten Substanzen erst zersetzt, wenn ein Funken zwischen den Electroden übersprang. Durch Verbindung der Electroden mit einem Galvanometer war keine Polarisation derselben wahrzu-

[1]) Gore, Phil. Mag. (4) Vol. XXIX. p. 543. 1865.

nehmen, was vielleicht auch von dem grossen Widerstande der Flüssigkeiten herrühren kann. Nur bei Zinkäthyl zeigte sich ein schwacher Polarisationsstrom.

Bei diesen Versuchen erschien häufig eine vibratorische Bewegung der Flüssigkeiten. Wenn die eine oder andere Electrode elastisch war, so vibrirte sie dann ebenfalls. War sie positiv, so stieg die Flüssigkeit an ihr in die Höhe, war sie negativ, so sank daselbst ihre Oberfläche (in Benzol). Dabei war ein rasselndes Geräusch zu vernehmen. Es rührt dies offenbar von abwechselnden Ladungen und Entladungen der Electroden her, welche letztere auf mechanischem Wege vor sich gehen (carrying discharges von Faraday). So hat auch W. de la Rue ähnliche Bewegungen an einem 0.05 Mm. dicken Platindrahte beobachtet, der als negative Electrode der 8040 paarigen Säule etwas ausserhalb der Schlagweite einer als positive Electrode dienenden Kupferplatte gegenüberstand. Das leuchtende Ende des Drahtes verzeichnete dabei Kreise und Ellipsen.

Reines Wasser wurde sofort durch den Strom zersetzt; es zeigten sich in demselben keine vibratorischen Bewegungen.

Zwischen nebeneinander gewundenen Spiralen von Zink und Platin wird Chlorwasserstoffsäure und Kohlensäure zersetzt (vgl. hierbei die Versuche Said Effendi. Wied. Galv. I. §. 228).

G. W.

XXI. **Montenat.** ***Ueber einen den tönenden Flammen analogen Versuch*** (C. R. LXXXIV. 33).

Jamin. ***Bemerkung hierzu*** (l. l. 33—34).

Lässt man in einem langen verticalen Metallrohr ein kleines metallisches Körbchen nieder, das mit glühenden Kohlen gefüllt ist, so kommt, wenn dasselbe das untere Ende der Röhre erreicht hat, die Luft in derselben lebhaft zum Tönen. Hebt man es dann, so nimmt die Intensität des Tones zunächst ab, und er hört, wenn es sich in der Mitte der Röhre befindet, ganz auf. Bei weiterem

Heben fängt die Röhre von Neuem an zu tönen, aber in der zweit-höheren Octave des ursprünglichen Tones.

Herr Jamin bemerkt, dass auch Herr Fr. Kästner sich vielfach mit tönenden Flammen beschäftigt habe und mit Hülfe derselben eine Orgel, die er Pyrophon genannt, construirt habe.

E. W.

XXII. ***Adam Hilger.*** ***Neues geradsichtiges Taschenspectroskop*** (Mitgetheilt von H. Schellen).

Unter den geradsichtigen Spectroskopen (Sp. à vision directe) sind die Taschen- oder Miniatur-Spectroskope wohl am verbreitetsten; bei mässiger Dispersion geben sie sehr intensive Spectra und eignen sich daher insbesondere für solche Zwecke, bei denen man es mit schwachen Lichtquellen zu thun hat, z. B. bei der Beobachtung von Sternspectren, bei den Mikrospectroskopen u. s. w., sowie in solchen Fällen, in denen man ein Gesammtbild des ganzen Spectrums einer Lichtquelle zu haben wünscht, ohne es gerade auf Messung der einzelnen Theile desselben abgesehen zu haben. Die besten Taschenspectroskope lieferten bisher J. Browning in London und J. G. Hofmann in Paris; aber auch diese sonst so vortrefflichen Instrumente leiden an dem Uebelstande einer gar zu geringen Dispersion und dem Abbrechen des Spectrums weit vor seiner sichtbaren Grenze im Blau.

Adam Hilger in London (192 Tottenham Court Road), durch seine vorzüglichen Arbeiten auf dem Gebiete der messenden Spectroskopie längst bekannt, hat seine verbessernde Hand nun auch an die kleinen, aber darum nicht minder werthvollen Taschenspectroskope gelegt und einestheils durch Prismensätze von grosser Zerstreuungskraft die Dispersion derselben bedeutend erhöht und anderntheils es erreicht, dass man das ganze sichtbare Spectrum vom äussersten Roth (*A* und darüber hinaus) bis zum äussersten Violett (*H* und darüber hinaus) mit einem Blicke übersieht. Dabei erscheinen die Linien und Liniengruppen bei richtiger Einstellung des Okulars sämmtlich

äusserst scharf, und das ganze Spectrum von grosser Lichtstärke.

Herr **Hilger** erreicht diese Vorzüge, durch welche seine Taschenspectroskope alle bisher construirten Instrumente dieser Art übertreffen, einestheils durch Hinzufügen eines achromatischen Okulars zwischen Prisma und Auge, anderntheils durch eine Cylinderlinse zwischen Spalt und Prisma an der Stelle der gewöhnlichen sphärischen Collimatorlinse. Diese Linse, deren Cylinderaxe der brechenden Kante des Prisma's parallel ist, bewirkt nicht blos eine scharfe Begrenzung des Spectrums nach unten und oben, sondern verbreitet auch eine Fülle von Licht über das ganze Spectrum.

Bei diesen grossen optischen Vorzügen und einer vorzüglichen mechanischen Ausführung der Details, durch welche sich alle Spectralapparate **Hilger's** auszeichnen, ist der Preis dieser neuen Taschenspectroskope nicht höher, als bei denen der älteren Construction. Das grössere Instrument ist 22 Ctm., das kleinere nur 4 Ctm. lang; ersteres kostet in einem eleganten Etui von Messing nur 40 Mk. (2 £), letzteres 35 Mk.

XXXIII. ***R. Benoit.*** *Bestimmung des Polabstandes der Magnete* (C. R. T. LXXXIV. p. 76. 1877).

Die Methode von **Pouillet** zur Bestimmung der Lage der Magnetpole (vgl. Wied. Galv. II. p. 281. Anm.) ändert **Benoit** in der Weise ab, dass er einen Magnetstab I horizontal aufhängt und conaxial zu demselben darunter einen zweiten Stab II hinlegt und diesen so lange dreht, bis seine Axe auf der des ersten Stabes senkrecht steht.

Ist H die horizontale Componente des Erdmagnetismus, $2\,l_{,}$ und $2\,l_{,,}$ der Polabstand beider Magnete, d ihr Verticalabstand, $m_{,,}$ der freie Magnetismus des Magnetes II; bildet die Axe des abgelenkten Magnetes I mit dem magnetischen Meridian den Winkel φ, also die von II den Winkel $90 + \varphi$, so ist

$$H \sin\varphi = 2\,m_{,,}\,l_{,,}\,(d^2 + l_{,}^{\,2} + l_{,,}^{\,2})^{-3/2}$$

Stellt man die Versuche bei zwei verschiedenen Abständen d der Magnete an, so kann man aus den erhaltenen zwei Gleichungen $l_{,}^2 + l_{,,}^2$ ableiten. Werden dieselben Versuche unter Anwendung des Stabes I und eines Stabes III, sowie unter Anwendung der Stäbe II und III wiederholt, so kann man auch die Werthe $l_{,} + l_{,,,}$ und $l_{,,} + l_{,,,}$ und somit die einzelnen Werthe von $l_{,}$, $l_{,,}$, $l_{,,,}$ bestimmen. Zugleich erhält man die Werthe m.

Bei diesen Versuchen müssen die Magnete so weit von einander entfernt sein, dass man annehmen kann, die Wirkung ihrer Magnetismen sei in ihren Polen concentrirt.

G. W.

XXIV. *W. Hellersen. Wirkung der Wärme auf Schliessungskreise, die einen Electrolyten enthalten.* Vorgelegt von Herrn du Moncel (C. R. T. LXXXIV. p. 83. 1877).

Es ist längst bekannt, dass, wenn man zwei Gläser mit einem Electrolyten, z. B. Kupfervitriollösung füllt, sie durch einen Heber verbindet, in beide Metallelectroden senkt und die eine derselben erwärmt, eine electromotorische Kraft auftritt, die u. A. auch von Bleekrode gemessen worden ist (vgl. Wied. Galv. Bd. I. §. 264, 264a. auch 641).

Der Verf. hat einzelne dieser Versuche wiederholt. Es scheint ihm indess die betreffende Literatur nicht völlig bekannt zu sein. — Ebenso wenig scheint der Verf. die Ritter'schen Russdendriten (Galv. I. 659) gekannt zu haben, die er von Neuem beschreibt. Er findet sie zuerst an der negativen und dann auch an der positiven Electrode. Bei Berührung beider Absätze entstehen Funken.

Dass bei Einschaltung einer Spirale in den zu einem Condensator führenden Drath, z. B. beim Ruhmkorff'schen Inductorium, während der Ladung und Entladung des Condensators in einer benachbarten Spirale Inductionsströme entstehen, die auch Funken erzeugen können, dürfte ebenso wenig neu sein. —

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 1.

F. C. G. **Müller**. *Ueber die Temperatur des unter Normalverhältnissen gebildeten Wasserdampfes, p. 7—8.*

J. G. **Boguski** und N. **Kajander**. *Ueber die Geschwindigkeit der chemischen Reaction, p. 34—36.*

D. **Mendelejeff**. *Correction der Elasticitätsänderung der Luft nach der geographischen Breite, p. 81—82.*

Lunge. *Widerstandsfähigkeit von Hartglas gegen Temperaturveränderungen, p. 85.*

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. I u. II.

Mach und J. **Sommer**. *Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Explosionswellen, p. 9.*

L. **Boltzmann**. *Bemerkungen über einige Probleme der mechanischen Wärmetheorie, p. 9—10.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXIV. Nr. 1—4.

Bertin et **Garbe**. *Sur la cause du mouvement dans le radiomètre, p. 30—32.*

Montenat. *Sur une expérience analogue à celle des flammes chantantes, p. 33.*

Jamin. *Observations relatives à la communication de M. Montenat, p. 33—34.*

G. **Bouchardat**. *Sur le pouvoir rotatoire du mannite et de ses dérivés, p. 34—35.*

R. **Benoît**. *Détermination de la distance polaire dans les aimants, p. 76—78.*

L. **Cailletet**. *Sur la construction des manomètres à air libre destinés à mesurer les hautes pressions, p. 82—83.*

W. **Hellersen**. *Des effets de la chaleur sur les circuits voltaïques complétés par un électrolyte, p. 83—85.*

P. **Secchi**. *Etude spectroscopique de la nouvelle étoile signalée par M. Schmidt, p. 107—108.*

W. de **Fonvielle**. *Les phénomènes du radiomètre expliquées à l'aide de la pyroélectricité, p. 122—124.*

A. **Müntz** et E. **Aubin**. *Sur les propriétés optiques du mannite, p. 126—127.*

Becquerel. *Mémoire sur les actions électrocapillaires, dans lequel on traite. 1°. De la dépolarisation des électrodes, ainsi que des effets électriques produits au contact de la peau et de divers liquides; 2°. des rapports entre les forces électromotrices, les quantités de chaleur dégagées pendant leur production et les pouvoirs diffusifs, p. 145—151.*

Mignon et **Rouart**. *Note relative à un appareil manométrique, à propos d'une communication récente de M. Cailletet, p. 183—184.*

Journal de physique. 1877. T. VI. Januar.

L. Mouton. *Sur les phénomènes d'induction, p. 5—16.*

J. Macé. *Polarisation chromatique des houppes dans les cristaux à deux axes, p. 16—19.*

A. Barat. *Note sur l'expérience du portrait de Franklin. Nouveau brise-verre, p. 20—21.*

H. Haga. *De l'absorption de la chaleur rayonvante par la vapeur d'eau, p. 21—28.*

E. Dubois. *Note sur l'emploi et la choix des lunettes destinées à corriger les mauvaises vues, p. 28—29.*

Annales scientifiques de l'Ecole normale Bd. VI. Jan.

Mascart. *Sur la réfraction des gaz (1. Theil), p. 9—40.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLII. Nr. 1—4.

Merget. *Le plus grand baromètre du monde (Aneroidbar.), p. 43.*

D. S. Stroumbo. *Dans quel cas une explosion a lieu sur la pointe du paratonnere (enthält nichts wesentlich Neues), p. 113—115.*

E. Gelin. *Note pour servir à l'histoire de la Thermodynamique, p. 154—161.*

Philosophical Magazine (5) 1877. V. III. Nr. 15.

W. Spottiswoode. *Description of a large induction coil, p. 30—34.*

J. Emerson-Reynolds. *On Glucium, its atomic weight and specific heat, p. 38—43.*

Lord Rayleigh. *On a permanent deflection of the galvanometer needle under the influence of a rapid series of equal and opposite induced currents, p. 43—46.*

Abney. *On the alkaline developement of the photographic image, p. 46—51.*

F. Field. *On Ludlamite, a new Cornish Mineral, p. 52—57.*

Nature V. XV. Nr. 375 (4. 18. 25. Jan.).

Sitzungsbericht der Society of telegraphic engineers, p. 199—200.
— *der Physical Society. 16. Dec. 1876.*

Silliman Journal (3) V. XII. 1877. Nr. 67.

A. W. Wright. *On the production of transparent metallic films by the electrical discharge in exhausted tubes, p. 49—55.*

The Chemical News. V. XXXV. 1877. Nr. 893—896.

J. W. Clark, *On the Spectra of Lightening, p. 2.*

Athenaeum. 1877. 25. Jan.

Sitzung der Roy. Soc. of London. Dr. Hopkinson, On the Residual Charge of the Leyden Ser. II. Dielectric properties of various Glases. A. M. Worthington, Second paper on the forms assumed by Drops of Water falling vertically on a horizontal Plate.

1877. BEIBLÄTTER № 3.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***A. Lallemand.*** *Ueber die Erleuchtung durchsichtiger und undurchsichtiger Körper* (J. d. Ph. V. p. 329—340. 373—378).

Die Untersuchungen, deren Resultate Herr Lallemand in der im Folgenden referirten Mittheilung giebt, sind weitere Ausführungen früherer Arbeiten [1]), auf die hier nicht verwiesen werden kann, ohne zugleich der denselben Gegenstand behandelnden Arbeiten von Soret [2]) zu gedenken, der ausdrücklich auf die Lallemand'schen Ansichten Bezug nimmt und ihnen wenigstens zum Theil auf Grund seiner Versuchs-Ergebnisse widerspricht.

Ein nicht fluorescirendes durchsichtiges Medium, welches von einem Bündel paralleler, unpolarisirter Lichtstrahlen getroffen wird, sendet bekanntlich nach allen Richtungen zerstreutes Licht aus. Diese diffusen Lichtstrahlen sind polarisirt; denn die senkrecht zur Axe des Strahlenbündels ausgesendeten werden durch ein Nicol verlöscht, wenn dessen Hauptschnitt parallel zu jener Axe gedreht wird. In allen übrigen Richtungen ist die Extinction diffuser Strahlen keine vollständige.

Ist das auffallende Licht etwa in der Horizontalebene polarisirt, so beobachtet das unbewaffnete Auge in verticaler Richtung kein diffuses Licht, in einer horizontalen dagegen ein Maximum desselben, dessen Werth um so mehr zunimmt, unter je spitzerem Winkel man auf die Axe der durchgehenden Lichtstrahlen blickt. Analysirt man das diffuse Licht mit einem Nicol, so findet sich dasselbe in jeder Richtung vollständig polarisirt, und zwar senkrecht zu der Azimuthalebene, welche die betreffenden Strahlen enthält.

1) Vergl. C. R. LXIX. p. 189, 283, 917, 1294 und LXXVII. p. 1272.

2) Arch. sc. phys. (2) XXXVII. p. 129—175; XLVIII. p. 231; L. p. 1—26.

Die Intensität der Erleuchtung wächst mit dem Brechungsindex des zerstreuenden Mittels, gehört dem Medium als solchem an und rührt nicht von den etwa in den Flüssigkeiten suspendirten fremden Körperchen her.

Die meisten durchsichtigen Körper zeigen bei gesteigerter Lichtintensität dem polarisirten diffusem Lichte noch neutrales beigemischt, welches also leicht gesondert von jenem beobachtet werden kann. — So verbreitet farbloser Schwefelkohlenstoff, der durch ein horizontales Bündel polarisirter Strahlen erleuchtet wird, nach allen Seiten hin theilweise polarisirtes Licht, nur in einer Richtung neutrales. Dieses neutrale Licht hat die nämliche Schwingungsdauer wie das auffallende, nur die äussersten aktinischen Strahlen erzeugen Licht von geringerer Brechbarkeit [1]). Beide Vorgänge fasst Lallemand als Fluorescenz auf, die entweder eine isochromatische oder die gewöhnliche (wie beim Chinin), eine hypochromatische sein kann. Ganz frei von Fluorescenz sind Quarz und Steinsalz.

Der ganze Vorgang der Erleuchtung im Innern eines Körpers würde so aufzufassen sein, dass beim Durchgange neutralen oder polarisirten Lichtes die schwingende Bewegung des Lichtäthers eine Art molekularer Reflexion, die so zu bezeichnende innere Diffusion erlitte, in deren Folge sich Vibrationen nach allen Seiten verbreiten. Die Bewegung der Aethertheilchen ist für irgend eine Richtung die geometrische Projection derjenigen, welche die einfallenden Strahlen direct fortpflanzt. — Gleichzeitig aber mit diesen Schwingungen verbreiten die Moleküle des Körpers zusammengesetzte Vibrationen neutralen Lichtes, indem sie einen Theil der lebendigen Kraft des Aethers absorbiren.

Dies Verhalten eines natürlichen oder polarisirten Strahles fasst Lallemand als einen Beweis für die Fres-

1) Beiläufig erwähnt der Verfasser, dass Schwefel in Schwefelkohlenstoff das Licht von *G* an absorbirt und sich dadurch in die unlösliche Modification umsetzt. Analog wird gelblicher Phosphor durch die ultravioletten Strahlen zu rothem.

nel'sche Hypothese der senkrechten Lage der Schwingungsrichtung zur Polarisationsebene auf, indem die Aetherschwingungen nicht in der Normalen zu dieser Ebene diffundiren, vielmehr höchstens als longitudinale Wellen ohne optischen Effect auftreten.

Die Lallemand'sche Arbeit giebt nun die Entwickelung der dargelegten einfachen Vorstellungen für verschiedene experimentelle Anordnungen. Die Folgerungen wurden photometrisch geprüft und nach Angabe des Verfassers auch im allgemeinen bestätigt gefunden. Nähere Angaben über die Messungen selbst fehlen gänzlich.

Erleuchtung eines nicht fluorescirenden flüssigen Mediums durch natürliches Licht. Die Flüssigkeit befand sich in einer dünnwandigen Glaskugel und wurde durch ein intensives Bündel horizontaler, durch eine Linse concentrirter Sonnenstrahlen diametral durchsetzt. Auf den Mittelpunkt der Kugel war ein kleines Galilei'sches Fernrohr eingestellt, dessen Objectiv zur Hälfte durch ein total reflectirendes Prisma verdeckt war. In die directe Gesichtslinie war ein drehbares Nicol'sches Prisma N_1 eingeschaltet; die Hypotenusenfläche des Prisma's reflectirte das Licht einer mit etwas Wachs überzogenen durch eine seitliche Lichtquelle erhellten Glastafel. Mittelst zweier Nicol'schen Prismen (N_2 und N_3) wurde das Licht dieses Vergleichsobjectes messbar verändert.

Durch Beobachtung an diesem Apparate liess sich zunächst bestätigen, dass der polarisirte Antheil des diffusen Lichtes mit dem Quadrate des Sinus des spitzen Winkels wächst, den die Richtung der Gesichtsstrahlen mit der Axe des Lichtbündels bildet.

Der Einfluss der nie absolut zu vermeidenden Fluorescenz wird beseitigt, indem man zunächst das Fernrohr senkrecht zum Lichtbündel einstellt und dann bei verticaler Stellung des Hauptschnittes von N_1 das Nicol N_2 aus der Parallelstellung zu N_3 um einen gewissen Winkel α dreht, bis die beiden aneinander stossenden Hälften des Gesichtsfeldes vollkommen gleich erscheinen. Ist dann α' der entsprechende Winkel, wenn die Gesichtsstrahlen den

Winkel ω mit der Strahlenaxe bilden, so muss, wenn, wie die Versuche ergeben haben, der polarisirte Antheil im wesentlichen eine Constante, $= 1$, das Fluorescenzlicht dagegen die Quantität f hat,

$$\cos^2\alpha = \frac{f}{1+f}, \quad \cos^2\alpha' = \frac{\cos^2\omega + f}{1+f}$$

also

$$\sin\alpha' = \sin\alpha \sin\omega$$

sein. — Die Beobachtungen bestätigten diese Relation; nur in der Nähe der Richtung der austretenden Strahlen ist die Intensität der innern Diffusion nicht ganz dieselbe wie für den übrigen Raum.

Innere Diffusion für polarisirtes Licht. Beobachtet man eine Intensität I, wenn man horizontal unter dem Winkel ω gegen die Axe des ebenfalls horizontalen Lichtbündels blickt, und ist γ der Winkel der Horizontalebene mit der Vibrationsrichtung, α der Winkel zwischen dieser und der Richtung der Gesichtslinie, c der Winkel, den die Ebene durch die letztere und die Schwingungsrichtung mit der Horizontalebene macht, so ist:

$$1)\quad I = \frac{k \sin^2\alpha}{\sin\omega}, \qquad 2)\ \cos\omega \operatorname{tang} c = \operatorname{tang}\gamma.$$

Der Versuch bestätigt die Relation 2) mit ziemlicher Genauigkeit.

Die Gleichung 1) ergiebt eine andere leicht experimentell zu verificirende Relation. Man denke sich den Hauptschnitt des Nicols N_1 senkrecht zur Polarisationsebene der Strahlen gestellt und Gleichheit der beiden beobachteten Felder erzielt. Verlöscht man dann das innerlich diffundirte Licht durch Drehen des Nicols N_1 um 90^0, so muss man das Nicol N_2 um einen Winkel β drehen, um wieder die Gleichheit herzustellen.

Beobachtet man unter zwei verschiedenen Winkeln γ aber dem nämlichen ω, so ist:

$$3)\qquad \frac{f + k\sin^2\alpha}{f} = \frac{1}{\cos^2\beta}, \quad \frac{f + k\sin^2\alpha'}{f} = \frac{1}{\cos^2\beta'}$$

oder:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\alpha'} = \frac{\sqrt{1-\sin^2\omega\cos^2\gamma}}{\sqrt{1-\sin^2\omega\cos^2\gamma'}} = \frac{\operatorname{tg}\beta}{\operatorname{tg}\beta'}.$$

Wenn $\gamma = 90^0$ ist, so nimmt das diffuse Licht seinen Maximalwerth k an, und es ist:

$$\frac{k}{f} = \operatorname{tg}^2\beta,$$

β also von ω unabhängig, was die Beobachtung verificirt. In dieser und in ähnlichen Bestätigungen sind die Beobachtungsfehler nicht grösser als sich bei den bekannten Schwierigkeiten photometrischer Bestimmungen erwarten lässt, sobald die Gesichtslinie mit den austretenden Strahlen einen Winkel ω über 40^0 einschliesst. Innerhalb des dadurch charakterisirten Kegels wächst die Intensität der diffundirten Strahlen, je mehr man sich der Axe des Bündels nähert.

Chromatische Illumination. Das betreffende Experiment setzt voraus, dass man (in horizontaler Richtung) normal zum Bündel ($\omega = 90^0$) beobachtet. Man erhält dann, wenn man die ursprüngliche Polarisationsebene vertical stellt ($\gamma = 0$), höchstens ein ganz schwaches neutrales Fluorescenzlicht. — Lässt man γ variiren, so bleibt nach Gl. 2) das diffundirte Licht nach der horizontalen Ebene polarisirt, und, da $\alpha = \gamma$, ist seine Intensität $\sin^2\gamma$ proportional [Gl. 1)]. Setzt man nun in das einfallende Bündel eine senkrecht zur Axe geschliffene Quarzplatte, so erhält man im diffusen Lichte die Färbungen, wie sie die verschiedenen Drehungen der verschiedenen Lichtarten im Polarisationsapparate liefern würden.

Nimmt man eine Quarzplatte parallel zur Axe oder eine Gypsplatte, deren Hauptschnitt unter 45^0 zur ursprünglichen Polarisationsebene geneigt ist, so beobachtet man, wie leicht zu übersehen, je nach Umständen die beiden complementären Färbungen oder Farblosigkeit in der Ebene des Hauptschnittes.

Dieser Versuch, der entscheidender als alle photometrischen Bestimmungen ist, erfordert eine sehr intensive

Erleuchtung bei sehr geringer isochromatischer Polarisation, wie es bei gutem Collodium, Aether, Alkohol, essigsaurem Aluminium, manchen Glassorten u. s. w. der Fall ist.

Circularpolarisirende Flüssigkeiten: Wie leicht vorauszusehen, zeigt eine mit einer solchen gefüllte Röhre, wenn dieselbe, wie Zuckerlösung, nur eine sehr schwache isochromatische Fluorescenz besitzt, bei homogenem, polarisirtem Lichte dem mit einem Nicol bewaffneten Auge längs ihrer Axe periodische Zu- und Abnahmen der Helligkeit. Geht man mit dem Gesichtsstrahl etwa dem Maximum des Glanzes für jede Stelle der Röhre nach, so bilden die Durchschnitte desselben mit der Wandung eine Schraubenlinie. Hiernach lässt sich der Effect bei gemischtem Lichte beurtheilen.

Atmosphärische Polarisation[1]. Die von Arago entdeckte Polarisation des Himmelslichtes ist nur eine besondere Erscheinung der Erleuchtung durchsichtiger Körper durch natürliches Licht. — Man beobachtet das Phänomen in der That nur, wenn die Luft direct durch Sonnenstrahlen erleuchtet ist, welche einen grossen Strahlenbüschel, an dessen Rande sich der Beobachter befindet, bilden; es ist weiter modificirt durch die Aenderungen der Dichtigkeit mit der Höhe, die Unreinheit der unteren Schichten und durch die Diffusion oder spiegelnde Reflexionen, die an den schwebenden festen oder flüssigen Körpern auftreten. Die blaue Färbung des Himmels ist ein Phänomen hypochromatischer Fluorescenz (wie beim Chinin). Das eigentliche Blau des Himmels ist neutral; die Punkte der Neutralität, deren einen Arago 150° von der Sonne in deren Vertikal, den anderen Babinet in derselben Ebene und auf derselben Seite 17° von der Sonne beobachtet hat, sind bedingt durch die spiegelnde oder diffuse Reflexion, die unter verschiedenen Incidenzen an der Oberfläche der atmosphärischen Staubkörperchen statt haben. Diese Reflexionen erzeugen eine theilweise

[1]) Wegen einer etwas unbestimmten Kürze in der Darstellung ist der betreffende Abschnitt fast wörtlich übersetzt wiedergegeben.

polarisirte Erleuchtung in einer zum Sonnenazimuth normalen Ebene, welche offenbar die Wirkung hat, die umgekehrte Polarisation, welche von den directen Strahlen herrührt, aufzuheben. Steht die Sonne nahe am Horizonte, wo man überhaupt nur den Babinet'schen Punkt deutlich unterscheiden kann, so erklärt sich die ungleiche Höhe der beiden neutralen Punkte dadurch, dass der Beobachter beim Blicken nach dem Babinet'chen Punkte eine gewisse Quantität Licht empfängt, welches eine oder mehrere Reflexionen unter grossen Incidenzen erlitten hat und dadurch vertical polarisirt ist. Dieses Licht addirt sich zu der Illumination durch directe Strahlen, so dass die horizontale Polarisation, welche die seitlich reflectirten Strahlen hervorrufen, die verticale Polarisation in einer ebenso beträchtlichen Höhe nicht aufheben kann.

Erleuchtung undurchsichtiger Körper durch äussere Diffusion. Fängt man ein polarisirtes Spectrum mit der Oberfläche eines undurchsichtigen Körpers auf und beobachtet das von allen Seiten her sichtbare Bild mit einem Nicol, so erkennt man, dass bei einem weissen Körper, z. B. einer Gypsfläche die Depolarisation für alle Farben beinahe vollständig ist. In diesem Falle erkennt der Verfasser die Diffusion als eine isochromatische Fluorescenz, der sich manchmal, wie beim Zinkoxyde, eine hypochromatische Fluorescenz zugesellt. Gefärbte Körper liefern partiell polarisirtes Diffusionslicht. Diejenigen Farben, welche in der Eigenfarbe des Körpers vorherrschen, sind im diffusen Lichte die intensivsten und werden vom Nicol viel weniger verdunkelt als die übrigen beinahe total polarisirten Spectralparthien. Die Diffusion ist dann das Ergebniss zweier Wirkungen. Ein Theil der auffallenden Strahlen wird von der Oberflächenschicht des Körpers absorbirt und entwickelt eine isochromatische Fluorescenz, ein anderer Theil erleidet eine Art molekularer Reflexion. In diesem, dem eigentlich diffusen Lichte wird die Polarisation der auffallenden Strahlen ganz analog wie bei durchsichtigen Körpern erhalten, indem sich die einfallenden Vibrationen einfach auf alle Richtungen projiciren. Jede Farbe wird im näm-

lichen Verhältnisse reflectirt, die Gesammtheit des diffusen Lichtes würde also Weiss geben.

Im Gegensatz hierzu würde die Gesammtmasse des (unpolarisirten) Fluorescenzlichtes eine Mischfarbe liefern, welche die eigentliche Körperfarbe ist; diese tritt rein und lebhaft zu Tage, wenn man das polarisirte Diffusionslicht hinreichend abschwächt. — Dieser reinen Körperfarbe superponirt sich unter den Umständen, unter denen wir gewöhnlich die Körper betrachten, eine gewisse Menge durch spiegelnde Reflexion von den Rauhigkeiten der Oberfläche zurückgeworfenen Lichtes.

Schwarze Körper, wie Russ, Kupferoxyd u. s. w. verhalten sich im Allgemeinen wie farbige; nur ist bei ihnen die isochromatische Fluorescenz für alle Farbengattungen gleich, also das zerstreute Licht im Ganzen weiss. Die Abwesenheit einer Färbung, der Mangel einer eigentlichen Reflexion (so beim Russ) erlauben für mehrere solche Körper gute Bestimmungen der Intensitäten und Polarisationszustände des diffundirten Lichtes, die zu ganz analogen Resultaten, wie bei durchsichtigen Körpern führen. So ist auch beim Russ durch Einschalten einer Krystallplatte das Phänomen der chromatischen Diffusion zu erzielen; nebenbei lässt sich eine schwach gelbliche Fluorescenz und eine schwache Reflexion constatiren, die bei andern schwarzen Körpern manchmal eine wesentliche Rolle spielt.

Zn.

II. ***A. Crova.*** *Messung der Wärme der Sonnenstrahlen und ihrer Absorption durch die Atmosphäre* (J. d. Ph. VI. p. 361—366).

Hr. Crova hat diese Untersuchungen mittelst eines Actinometers angestellt, welches im Wesentlichen aus einem Alkoholthermometer mit einer Kugel von etwa 40 Mm. Durchmesser und einer Röhre von etwa 300 Mm. Länge besteht. Die Oberfläche der Kugel wurde zunächst versilbert, dann mit einer dünnen Kupferschicht bedeckt und diese endlich mit Platinschwarz überzogen. In dem Thermo-

meter befinden sich ausser absolutem Alkohol einige Quecksilbertropfen, von denen man leicht einen Faden von beliebiger Länge in die Röhre bringen und als Index benutzen kann. Durch sein Vorrücken wird mit grosser Genauigkeit die Ausdehnung der gesammten irgendwo erwärmten thermometrischen Flüssigkeit gemessen, also die ganze von derselben aufgenommene Wärmemenge bestimmt, ohne dass diese eine gleichmässige Temperaturerhöhung in ihr hervorzubringen braucht.

Die Kugel dieses Thermometers befindet sich im Mittelpunkte einer kugelförmigen, aussen polirten, innen geschwärzten Messinghülle von etwa 10 Ctm. Durchmesser, an deren der Thermometerröhre entgegengesetztes Ende sich ein hölzerner Cylinder ansetzt, welcher zwei gut polirte, parallele Schirme aus plattirtem Silber trägt, die in der Mitte eine Oeffnung von 30 Mm. Durchmesser haben. Der Apparat lässt sich in einem Gestelle nach dem Centrum der Sonne richten, und bei genauer Orientirung fällt der Schatten der beiden vorderen Schirme gerade auf einen dritten ihnen parallelen Schirm, der sich am Ende der Thermometerröhre befindet.

Das Crova'sche Actinometer wird also blos von einem kleinen Strahlenbündel getroffen. Da dieses aber fast senkrecht auffällt, wird es beinahe vollständig absorbirt, während sehr schräg auffallende Strahlen, besonders diejenigen von grosser Wellenlänge, die ja auch die grösste Intensität der Wärme haben, zum grossen Theile von der Oberfläche reflectirt werden würden. Ferner wird durch die Umhüllung der Thermometerkugel die Beobachtung auch in ziemlich bewegter Luft ermöglicht. Die Erwärmung des eine Minute der Sonne ausgesetzten Actinometers vermehrt Crova um den Mittelwerth der eine Minute vorher und nachher im Schatten beobachteten Erkaltungen. Ausserdem berücksichtigt er die nicht cylindrische Gestalt der Thermometerkugel und die Aenderungen der specifischen Wärme und des Ausdehnungscoefficienten des Alkohols mit der Temperatur. Die Angaben seines Apparates verwandelt er in Wärmeeinheiten, indem er sie mit denen

eines Pouillet'schen Pyrheliometers vergleicht, dessen absorbirende Fläche er ebenso wie seine Thermometerkugel mit Platinschwarz überzogen hat.

Nur an besonders schönen Tagen, an welchen nicht, wie es sehr häufig geschah, plötzlich durch ein leichtes Wölkchen, deren Auftreten durch die feinsten Hilfsmittel beobachtet werden mussten, die Intensität der Strahlung beträchtlich verringert wurde, hat der Verfasser grössere Beobachtungsreihen ausführen können. Er hat dann die vom Quadratcentimeter in der Minute aufgenommenen Wärmeeinheiten von Stunde zu Stunde aufgezeichnet. Die so erhaltenen Curven sind fast niemals zu beiden Seiten des wahren Mittags symmetrisch, sondern sie erreichen schon früher ein Maximum und zeigen am Vormittag eine grössere, am Nachmittag eine geringere Unregelmässigkeit. Crova giebt dafür die Erklärung, dass durch die Sonnenstrahlung am Vormittag die Feuchtigkeit allmählich verdunstet und, in Dampfform aufsteigend, sich in unregelmässiger Weise mit der Luft vermengt, am Nachmittag aber, nachdem die Temperatur ihr Maximum überschritten hat, bis gegen Sonnenuntergang im Gaszustande in der Luft verbreitet bleibt. In Uebereinstimmung hiermit haben manche Wintertage, an denen Luft und Erdboden besonders trocken waren, Curven von fast vollkommener Regelmässigkeit ergeben, welche die Intensität der Wärme der Sonnenstrahlen als Function der von ihnen zurückgelegten atmosphärischen Dicken und den Werth der Solarconstante berechnen lassen. Die so erhaltenen Werthe führen Crova zu folgendem Gesetz: Die Intensität der Wärme y der Sonnenstrahlen, welche die atmosphärische Schicht von der Dicke x durchschritten haben, genügt der Formel:

$$y = \frac{Q}{(1 + a x)^{b}};$$

dabei bedeutet Q die Solarconstante [1]), welche, bezogen

[1]) Als Solarconstante bezeichnet Crova die Intensität der durch keine atmosphärische Absorption verringerten Sonnenwärme, während Pouillet die durch dieselbe in seinem Apparate bewirkte Temperaturerhöhung so benennt.

auf Quadratcentimeter und Minute, sich aus des Verfassers Beobachtungen grösser als zwei Wärmeeinheiten ergiebt; a und b sind zwei Constanten, die durch die Richtung mehrerer in verschiedenen Punkten an die Curve gelegter Tangenten bestimmt werden. Den Coefficienten, welcher die von einer atmosphärischen Schicht von der Dicke 1 hindurchgelassenen Strahlen angiebt, findet Crova zwischen 0.940 und 0.800 schwankend, je nachdem die schon durchlaufene atmosphärische Schicht von grösserer oder geringerer Dicke ist.

E. L.

III. ***C. A. Nyström.*** ***Quantitative Vergleichung zwischen Reibungs- und galvanischer Electricität in Hinsicht der Spannung*** (Öfvers af. Forhandl. XXXIII. p. 61—65. [schwedisch]).

Bei den Versuchen wurden folgende Apparate benutzt:

1) Ein Electrophor mit einer Ebonitscheibe von 0,3 M. Durchmesser und einer etwas grösseren Scheibe aus verzinntem Eisenblech als Unterlage, die bei allen Versuchen in metallischer Verbindung mit der Erde war. Der zugehörige Deckel oder die Condensatorplatte bestand aus einer Zinkplatte mit nach oben gebogenem Rande von 0.2 M. Durchmesser, die an Seidenschnüren in die Höhe gehoben werden konnte. Zum Peitschen wurde ein Katzenfell benutzt.

2) Ein Condensator von $^1/_2$ Mikrofarad Capacität, wie er zu der Messung der statischen Ladung der Kabel benutzt wird. Seine eine Belegung war stets mit der Erde in Verbindung, dasselbe war mit der andern der Fall, so oft der Condensator in Verbindung mit dem Messapparate war. Das Gestell war von Ebonit.

3) Ein Thomson'sches Reflexgalvanometer, dessen Widerstand 5800 Ohmad betrug, und das ganz umschlug, wenn ein Daniell'sches Element und ein Widerstand von 17000 Millionen Ohmad mit ihm in einem

Schliessungskreise sich befand. Das eine Ende des Galvanometerdrahtes war stets mit der Erde verbunden, das andere mit den verschiedenen Apparaten. Die Unterlage war aus Ebonit.

4) Eine galvanische Batterie von 32 Meidinger'schen Elementen, deren negativer Pol zur Erde abgeleitet war, deren positiver Pol mit anderen Apparaten verbunden werden konnte.

5) Ein Telegraphenschlüssel mit zwei Hebeln, die zu einem gemeinsamen Amboss führten, von denen aber der eine noch einen besonderen Anschlag hatte. Unterlage von Ebonit.

6) 4 Leydner Flaschen, deren äussere Belegung mit der Erde, und deren innere mit den Messapparaten verbunden war.

Die bei den Versuchen benutzten Leitungsdrähte waren übersponnen und mit Wachs überzogen, sie hingen frei, ohne einander zu berühren, in der Luft. Wenn man die Deckelplatte des Electrophors mit dem Galvanometer verband, fand man, dass jedesmal, wenn man dieselbe der Ebonitplatte näherte, die Electricität von der Erde zur Platte, wenn man sie entfernte, in entgegengesetztem Sinne strömte. Drückte man dieselbe kräftig auf die Ebonitscheibe, so konnte ein Ausschlag von 400 Scalentheilen beim Aufheben erhalten werden.

Verband man den an Seidenschnüren hängenden Deckel zunächst mit der Batterie und dann mit dem Galvanometer, so zeigte dies kaum einen merkbaren Ausschlag, so dass also die Tension der Electricität in der Batterie im Verhältniss zu der am Electrophor unbedeutend ist.

Wurde aber der Condensator mit der Batterie verbunden und durch eingeschaltete Verzweigungen in der Leitung dafür gesorgt, dass nur $^1/_{100}$ der gesammten Ladung durch das Galvanometer ging, so ergab sich ein Ausschlag von 46 Scalentheilen; die gesammte Ladung entspricht also einem Ausschlag von 4600 Scalentheilen, es ist also die Capacität des Electrophordeckels unbedeutend im Verhältniss zu der beim Condensator. In Folge dessen

konnte der Electrophordeckel sehr oft in den Condensator entladen werden, ehe die Tension in demselben so anwuchs, dass eine Entladung des ersteren in denselben wesentlich gehindert wurde. Um über die Grösse dieses Einflusses ein Urtheil zu gewinnen, wurde der Condensator durch das Galvanometer entladen, nachdem er verschieden oft, sei es durch den Electrophordeckel, sei es durch eine Leydner Flasche, geladen war. Hierzu wurde entweder der Electrophordeckel oder die Leydner Flasche mit dem einen Hebel des Schlüssels verbunden, dessen Anschlag mit der Batterie in Verbindung stand. Der gemeinsame Amboss war mit dem Condensator, der andere Hebel mit dem Galvanometer verbunden. Bei jedem Niederdrücken des Hebels kam zunächst der erste Hebel mit dem Anschlag in Berührung; so wurde der Electrophordeckel, resp. die Leydner Flasche von der Batterie aus geladen. Kam dann der Hebel mit dem Amboss in Berührung, so wurde der Electrophordeckel oder die Leydner Flasche in den Condensator entladen. Nach einer bestimmten Anzahl Ladungen des Condensators, die der Hebel selbst notirte, wurde der Condensator durch das Galvanometer entladen. Es wurde dies dadurch bewirkt, dass man den zweiten Hebel den Anschlag berühren liess. Aus den unten angegebenen Werthen ersieht man, dass die erhaltenen Galvanometerausschläge zur quantitativen Bestimmung hinlänglich gross waren.

Die folgende Tabelle enthält: unter *a* die Anzahl Ladungen des Condensators, unter *b* den ihnen bei der Ent-

	I		II	III	IV	V
a	*b*	*a*	*b*	*b*	*b*	*b*
100	23	20	60	58	100	29
200	46	40	120	115	200	57
300	67	60	180	172	300	86
400	88	80	240	232	400	114
—	—	100	—	—	—	142

ladung durch das Galvanometer entsprechenden Ausschlag. Bei I wurde der Electrophordeckel, bei II eine kleine

Leydner Flasche, bei III eine andere kleine Leydner Flasche, bei IV eine grössere Leydner Flasche, bei V endlich eine Leydner Flasche mit beweglichen Belegungen von der Batterie aus geladen und in den Condensator entladen.

Die Proportionalität der Ausschläge mit der Zahl der Ladungen beweist, dass die Spannung im Condensator nicht so weit anwächst, dass sie die Entladung des Electrophordeckels, resp. den Leydner Flaschen in ihn bei obigen Versuchen merklich beschränkt.

Aus der Reihe I folgt, dass 100 Entladungen der Batterie einen Galvanometerausschlag von 23 Skalentheilen bewirken, sodass einer jeden derselben 0.23 Skalentheile entsprechen.

Ladet man den Condensator mit der Batterie von 32 Meidinger'schen Elementen und entladet denselben durch das Galvanometer, so ist der betreffende Ausschlag 4600 Skalentheile, so dass das Verhältniss der Capacitäten der Condensatorplatte und des Condensators sich wie $0.23 : 4600 = 1 : 20000$ ergiebt.

Ladet man den Condensator durch ein Element, so erhält man beim Entladen einen Ausschlag von etwa 160 Skalentheilen, bei einer Ladung durch den Electrophordeckel erhält man einen von etwa 400 Skalentheilen. Es sind die Electricitätsmengen, die bei der Entladung durch das Galvanometer strömen, den Ausschlägen proportional, aber auch proportional den Produkten der Capacitäten k mit den Spannungen x.

Es sei die Capacität des Electrophordeckels k, die Spannung der ihr vom Electrophor ertheilten Ladung x, die Capacität des Condensators sei k', die in ihm bei der Ladung durch ein Meidinger'sches Element erzeugte Spannung T, dann ist:

$$k\,x : k'\,T = 400 : 160, \text{ also:}$$

$$x = \frac{400}{160}\,\frac{k'}{k}\,T.$$

Es war aber $\frac{k'}{k} = 20000$, so dass also die Spannung in der

Condensatorplatte nach der Ladung mittelst des Electrophors 50000 T beträgt.

Es würden demnach erst 50000 Meidinger'sche Elemente genügen, um dieselbe electrische Spannung, wie man sie mit einem Electrophor erhalten kann, zu erzeugen. Doch dürfte in Wirklichkeit eine weit grössere Zahl erforderlich sein, da sich die einzelnen Elemente kaum vollkommen gegeneinander und gegen die Erde isoliren lassen.

E. W.

IV. ***R. Clausius.*** ***Ueber die Ableitung eines neuen electrodynamischen Grundgesetzes*** (Borchardt's Journal LXXXII. p. 85—130. Abgedruckt aus d. Rep. d. rein. u. ang. Math. v. L. Königsberger u. G. Zeuner).

In dieser Abhandlung giebt der Verf. die Ableitung des Grundgesetzes, welches er schon im Dec. v. J. und in etwas vereinfachter Form im Febr. d. J. vorläufig veröffentlicht hatte.

Bekanntlich hat zuerst W. Weber versucht, alle electrodynamischen Erscheinungen auf ein Grundgesetz zurückzuführen, welches die Kraft bestimmt, die zwei bewegte Electricitätstheilchen auf einander ausüben. Seien nämlich e und e' die beiden in Puncten concentrirt gedachten Electricitätstheilchen und r ihr gegenseitiger Abstand zur Zeit t, so sollen die Theilchen nach Weber eine Abstossung von der Stärke

$$\frac{e\,e'}{r^2}\left[1 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{d\,r}{d\,t}\right)^2 + \frac{2}{c^2}\,r\,\frac{d^2 r}{d\,t^2}\right]$$

auf einander ausüben, worin c eine Constante ist.

Bei der Ableitung dieser Formel ist Weber von der Vorstellung ausgegangen, dass bei einem galvanischen Strome in jedem Leiterelemente gleiche Mengen von positiver und negativer Electricität sich mit gleichen Geschwindigkeiten nach entgegengesetzten Seiten bewegen.

Da diese Doppelbewegung eine sehr complicirte ist, so hat der Verf. sich die Frage gestellt, ob man nicht auch aus einer einfachen strömenden Bewegung alle electrodynamischen Erscheinungen erklären könne.

Dieser letzteren Vorstellung von nur Einer Strömung hat in neuerer Zeit C. Neumann nach dem Vorgange von Riemann eine bestimmtere Form gegeben, indem er annimmt, dass die negative Electricität fest an die ponderablen Atome gebunden sei und nur die positive Electricität im festen Leiter strömen könne, und diese Vorstellung legt der Verf. seinen Betrachtungen zu Grunde.

Er untersucht zunächst, ob die Weber'sche Formel auch mit dieser Vorstellung vereinbar sei, findet aber, dass sie unter der Voraussetzung von nur einer strömenden Electricität zu Kräften führen würde, welche in der Wirklichkeit nicht stattfinden. Dasselbe stellt sich für eine von Riemann aufgestellte Formel, welche in neuester Zeit von Hattendorff veröffentlicht ist, heraus.

Der Verf. schreitet dann dazu, selbst eine Formel abzuleiten, welche ebenfalls alle bis jetzt bekannten electrodynamischen Erscheinungen erklärt, und auch unter der Voraussetzung von nur Einer strömenden Electricität zu keinen Widersprüchen führt. Er wählt zuerst ein specielles Coordinatensystem und stellt einen Ausdruck auf, welcher ausser den Coordinaten der Electricitätstheilchen die Geschwindigkeits- und Beschleunigungscomponentnn, d. h. die Differentialcoefficienten erster und zweiter Ordnung der Coordinaten nach der Zeit enthält, und in welchem alle möglichen Glieder mit Differentialausdrücken bis zur zweiten Ordnung vorkommen, mit Ausnahme solcher Glieder, die sich durch einfache geometrische Betrachtungen sofort als unmöglich ergeben. Diesen Ausdruck überträgt er dann auf ein beliebiges rechtwinkliges Coordinatensystem, in welchem die beiden Electricitätstheilchen zur Zeit t die Coordinaten x, y, z und x', y', z' haben, und gelangt dadurch zu folgendem Resultate.

Wenn die drei in die Coordinatenrichtungen fallenden Componenten der Kraft, welche das Theilchen e von dem

Theilchen e' erleidet, durch Xee', Yee' und Zee' dargestellt werden, so lässt sich X in nachstehende Summe zerlegen:

$$(1) \qquad X = \frac{x - x'}{r^3} + X_1 + X_2 + X_3$$

und zur Bestimmung von X_1, X_2 und X_3 gelten die Gleichungen:

$$(2) \qquad X_1 = B\frac{dx}{dt} + B_1\frac{d^2x}{dt^2} + B_2\frac{dr}{ds}\frac{dx}{dt}\frac{ds}{dt}$$

$$+ \left\{C\frac{dr}{ds}\frac{ds}{dt} + \left[C_1\frac{d^2r}{ds^2} + C_2\left(\frac{dr}{ds}\right)^2 + C_3\right]\left(\frac{ds}{dt}\right)^2 + C_1\frac{dr}{ds}\frac{d^2s}{dt^2}\right\}(x - x').$$

$$(3) \qquad X_2 = B_3\frac{dx'}{dt} + B_4\frac{d^2x'}{dt^2} + B_5\frac{dr}{ds'}\frac{dx'}{dt}\frac{ds'}{dt}$$

$$+ \left\{C_4\frac{dr}{ds'}\frac{ds'}{dt} + \left[C_5\frac{d^2r}{ds'^2} + C_6\left(\frac{dr}{ds'}\right)^2 + C_7\right]\left(\frac{ds'}{dt}\right)^2 + C_5\frac{dr}{ds'}\frac{d^2s'}{dt^2}\right\}(x - x').$$

$$(4) \qquad X_3 = B_6\frac{dr}{ds}\frac{dx'}{dt}\frac{ds}{dt} + B_7\frac{dr}{ds'}\frac{dx}{dt}\frac{ds'}{dt}$$

$$+ \left(C_8\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'} + C_9\cos\varepsilon\right)(x - x')\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}.$$

Hierin bedeuten ds und ds' die von den beiden Electricitätstheilchen während der Zeit dt zurückgelegten Bahnelemente, und ε den Winkel zwischen den Richtungen derselben. B, $B_1 \ldots . B_7$ und C, $C_1 \ldots . C_9$ stellen unbestimmte Functionen des Abstandes r dar, um deren Bestimmung es sich im Folgenden handelt.

Um die in X_2 vorkommenden Functionen zu bestimmen wird zunächst der Satz angewandt, dass ein in einem ruhenden Leiter stattfindender geschlossener und constanter galvanischer Strom auf ein ruhendes Electricitätstheilchen keine bewegende Kraft ausübt.

Um die in X_1 vorkommenden Functionen zu bestimmen wird der umgekehrte Satz angewandt, dass eine ruhende Electricitätsmenge auf einen in einem ruhenden Leiter stattfindenden geschlossenen und constanten galvanischen Strom keine Kraft ausübt.

Um ferner die in X_3 vorkommenden Functionen zu bestimmen wird aus der Ampère'schen Theorie der Ausdruck derjenigen ponderomotorischen Kraft, welche zwei geschlossene galvanische Ströme auf einander ausüben, als sicher angenommen, und dann wird noch der Satz angewandt, dass ein in einem ruhenden Leiter stattfindender geschlossener und constanter galvanischer Strom einen anderen in einem ruhenden Leiter stattfindenden geschlossenen galvanischen Strom in seiner Intensität nicht zu ändern sucht.

Um endlich in X_2 noch eine weitere Bestimmung von noch unbestimmt gebliebenen Functionen auszuführen, wird für geschlossene Leiter aus der Inductionstheorie der Satz angewandt, dass, wenn entweder der Leiter s in einer bestimmten Lage in der Nähe des Leiters s' verharrt, aber im letzteren die Stromstärke von Null bis zu einem gegebenen Werthe wächst, oder die Stromstärke in s' unveränderlich diesen Werth hat, aber s sich aus unendlicher Entfernung bis zu jener Lage heranbewegt, in beiden Fällen eine gleich grosse Inductionswirkung in s stattfindet.

Durch diese Sätze, welche alle als zuverlässig betrachtet werden dürfen, werden die obigen achtzehn unbestimmten Functionen von r auf fünf reducirt, und wenn diese mit E, F, G, H und J bezeichnet werden, so lautet der Ausdruck von X folgendermaassen:

$$(5)\quad X = \frac{x-x'}{r^3} + \frac{d\,[J\,(x-x')]}{d\,s'}\,\frac{d\,s'}{d\,t} + \frac{d^2\,[G\,(x-x')]}{d\,s'^2}\left(\frac{d\,s'}{d\,t}\right)^2$$
$$+ \frac{d\,[G\,(x-x')]}{d\,s'}\,\frac{d^2\,s'}{d\,t^2} + \frac{d}{d\,t}\left(H\frac{d\,x}{d\,t}\right) - k\,\frac{d}{d\,t}\left(\frac{1}{r}\,\frac{d\,x'}{d\,t}\right)$$
$$+ \left\{\frac{k\,(x-x')}{2\,r^3}\,\frac{d^2\,(r^2)}{d\,s\,d\,s'} + \frac{d\,F}{d\,s'}\,\frac{d\,x}{d\,s} + \frac{d^2\,[E\,(x-x')]}{d\,s\,d\,s'}\right\}\frac{d\,s}{d\,t}\,\frac{d\,s'}{d\,t},$$

worin k eine Constante bedeutet.

Um die hierin noch vorkommenden unbestimmten Functionen ebenfalls zu bestimmen, wird nun die Annahme

gemacht, dass die Kräfte, welche zwei Electricitätstheilchen e und e' auf einander ausüben, für sich allein dem Princip von der Erhaltung der Energie genügen. Hierdurch reducirt sich die vorige Gleichung auf folgende:

$$(6)\quad X = -\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\left(1 + \frac{k}{2}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'}\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}\right) - k\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r}\frac{dx'}{dt}\right) + \frac{d}{dx}\left[\frac{d^2 R}{ds'^2}\left(\frac{ds'}{dt}\right)^2 + \frac{dR}{ds'}\frac{d^2 s'}{dt^2}\right],$$

worin R die einzige noch übrig bleibende unbestimmte Function von r ist.

Nennen wir nun die Grösse, deren negatives Differential die während eines Zeitelementes dt bei der Bewegung der Electricitätstheilchen von den Kräften gethane Arbeit darstellt, das Potential der Theilchen auf einander, so wird das Potential ausgedrückt durch:

$$ee'\left[\frac{1}{r} - \left(\frac{k}{2r}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'} + \frac{d^2 R}{ds\,ds'}\right)\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}\right].$$

Dieses Potential können wir in zwei Bestandtheile zerlegen, das electrostatische Potential U und das electrodynamische Potential V. Dann gelten die Gleichungen:

$$(7)\qquad U = \frac{ee'}{r}$$

$$(8)\qquad V = -ee'\left(\frac{k}{2r}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'} + \frac{d^2 R}{ds\,ds'}\right)\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}.$$

Der hier gegebene Ausdruck des electrodynamischen Potentials ist bei der Annahme von nur Einer im festen Leiter beweglichen Electricität der einzig mögliche.

Die in ihm noch vorkommende, mit R bezeichnete unbestimmte Function von r lässt sich aus den Wirkungen geschlossener Ströme überhaupt nicht bestimmen, und man ist daher, wenn man auch sie noch bestimmen will, für jetzt auf Wahrscheinlichkeitsgründe angewiesen.

Macht man die Annahme, dass die Abhängigkeit der

Kraft von der Entfernung nach einem einheitlichen Gesetze stattfinden müsse, so gelangt man zu dem Schlusse, dass

(9) $$R = k_1 r$$

zu setzen ist, worin k_1 eine Constante bedeutet. Dadurch geht (8) über in:

(10) $$V = -ee'\left(\frac{k}{2r}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'} + k_1\frac{d^2 r}{ds\,ds'}\right)\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}.$$

Sucht man ferner noch durch Bestimmung der Constanten k_1 diesen Ausdruck möglichst einfach zu machen, so findet man zunächst, dass zwei Werthe sich in dieser Beziehung besonders auszeichnen, nämlich $k_1 = 0$ und $k_1 = -k$, welche geben:

(11) $$V = -k\frac{ee'}{2r}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'}\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}.$$

(12) $$V = -k\frac{ee'}{r}\frac{dr}{ds}\frac{dr}{ds'}\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}.$$

Diese beiden Formeln sind äusserlich nahe gleich einfach; benutzt man sie aber zu Rechnungen, indem man aus ihnen die Kraftcomponenten zu bestimmen sucht, so findet man, dass für diese aus der ersteren Formel viel einfachere Ausdrücke entstehen, als aus der letzteren, und man wird also, wenn man dasjenige Kraftgesetz erhalten will, welches, während es allen bis jetzt bekannten Erscheinungen entspricht, zugleich möglichst einfach ist, $k_1 = 0$ oder, was auf dasselbe hinauskommt, $R = 0$ zu setzen haben.

Da der Ausdruck des electrodynamischen Potentials kürzer und übersichtlicher ist, als diejenigen der Kraftcomponenten, so ist er ganz besonders dazu geeignet, die verschiedenen bis jetzt aufgestellten electrodynamischen Grundgesetze (mit Ausnahme des Gauss'chen, welches dem Princip von der Erhaltung der Energie nicht genügt,) unter einander zu vergleichen, und es möge hier eine Zusammenstellung der Art Platz finden. Die zur Bestimmung des electrodynamischen Potentials dienende Gleichung ist:

1) nach Weber[1]):

$$V = -\frac{1}{c^2}\frac{ee'}{r}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2,$$

2) nach Riemann[2]):

$$V = -\frac{1}{c^2}\frac{ee'}{r}\left[\left(\frac{dx}{dt}-\frac{dx'}{dt}\right)^2+\left(\frac{dy}{dt}-\frac{dy'}{dt}\right)^2+\left(\frac{dz}{dt}-\frac{dz'}{dt}\right)^2\right],$$

3) nach den hier ausgeführten Entwickelungen

a) in allgemeinster Form:

$$V = -ee'\left(\frac{k}{2r}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'}+\frac{d^2R}{ds\,ds'}\right)\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt},$$

b) in vereinfachter Form:

$$V = -ee'\left(\frac{k}{2r}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'}+k_1\frac{d^2r}{ds\,ds'}\right)\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt},$$

c) in einfachster und daher wahrscheinlichster Form:

$$V = -k\frac{ee'}{2r}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'}\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}.$$

Dem letzten Ausdrucke kann man auch folgende Gestalt geben:

(13) $$V = k\frac{ee'}{r}\left(\frac{dx}{dt}\frac{dx'}{dt}+\frac{dy}{dt}\frac{dy'}{dt}+\frac{dz}{dt}\frac{dz'}{dt}\right),$$

oder, wenn man mit v und v' die Geschwindigkeit der beiden Electricitätstheilchen und mit ε den Winkel zwischen ihren Bewegungsrichtungen bezeichnet:

(14) $$V = k\frac{ee'}{r}vv'\cos\varepsilon.$$

Um nun aus dem electrostatischen und electrodynamischen Potential wiederum Kraftcomponenten abzuleiten, hat man Gleichungen anzuwenden, in denen das electrodynamische Potential in derselben Weise vorkommt, wie

---

[1]) Pogg. Ann. Jubelband S. 212.

[2]) Schwere, Electricität und Magnetismus, nach den Vorlesungen von Bernh. Riemann bearbeitet von Hattendorff, Hannover 1876, S. 326.

in den auf allgemeine Coordinaten bezüglichen mechanischen Grundgleichungen von Lagrange die lebendige Kraft. Für die in die x-Richtung fallende Componente der Kraft, welche das Theilchen e erleidet, lautet die Gleichung:

$$X e e' = \frac{d(V-U)}{dx} - \frac{d}{dt}\left(\frac{dV}{d\frac{dx}{dt}}\right). \tag{15}$$

Durch Ausführung der hierin angedeuteten Differentiationen erhält man für X den unter (6) gegebenen Ausdruck.

Setzt man in diesem Ausdrucke $R = 0$ und nimmt mit ihm noch die vorher bei V angewandten Umformungen vor, so erhält man:

$$\begin{aligned} X &= -\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\left(1 + \frac{k}{2}\frac{d^2(r^2)}{ds\,ds'}\frac{ds}{dt}\frac{ds'}{dt}\right) - k\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r}\frac{dx'}{dt}\right) \\ &= -\frac{d\frac{1}{r}}{dx}\left[1 - k\left(\frac{dx}{dt}\frac{dx'}{dt} + \frac{dy}{dt}\frac{dy'}{dt} + \frac{dz}{dt}\frac{dz'}{dt}\right)\right] - k\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r}\frac{dx'}{dt}\right) \\ &= -\frac{d\frac{1}{r}}{dx}(1 - kvv'\cos\varepsilon) - k\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{r}\frac{dx'}{dt}\right), \end{aligned}$$

und Gleichungen derselben Art lassen sich natürlich auch für die beiden anderen Coordinatenrichtungen bilden.

Will man nun das auf zwei einzelne Electricitätstheilchen bezügliche Grundgesetz dazu anwenden, die ponderomotorische Kraft zwischen zwei galvanischen Stromelementen ds und ds' zu bestimmen, so hat man in jedem Stromelemente die bewegte positive und die ruhende negative Electricität zu betrachten, und die Kräfte auszudrücken, welche die beiden Electricitätsmengen des einen Stromelementes von den beiden Electricitätsmengen des anderen erleiden. Bestimmt man auf diese Weise die x-Componente der Kraft, welche das Stromelement ds von dem Stromelemente ds' erleidet, und wendet dabei für X den unter (6) gegebenen allgemeinen Ausruck an, so hebt sich in der zu bildenden Summe die unbestimmte Func-

tion R auf, und man erhält folgenden ganz bestimmten Ausdruck, worin i und i' die Stromintensitäten bedeuten:

$$k i i' \, ds \, ds' \left(\frac{d \frac{1}{r}}{d x} \cos \varepsilon - \frac{d \frac{1}{r}}{d s} \frac{d x'}{d s'} \right),$$

welcher Ausdruck der einzige ist, der sich mit den beiden Annahmen, dass nur Eine Electricität im festen Leiter beweglich sei, und dass die gegenseitigen Einwirkungen zweier Electricitätstheilchen für sich allein dem Princip von der Erhaltung der Energie genügen, vereinigen lässt.

Bonn. R. Clausius.

V. *A. V. Tidblom. Thermoelectrische Untersuchungen* (Acta Universitatis Lundensis X. 1873. (schwedisch) p. 1—19).

In einer früheren Arbeit (l. c. 1872) hat der Verfasser nachgewiesen, dass die Gleichung, die die thermoelectromotorische Kraft mit der Temperatur verbindet, sich ändert, wenn das eine der das Thermoelement zusammensetzenden Metalle, von denen das andere stets Platin war, seinen Aggregatzustand ändert (vgl. auch die Versuche von Obermeyer, Wien. Ber. LXVI. 2.) —

Die zu untersuchenden Metalle und Legirungen wurden in Stangen von etwa 2.5′ Länge gegossen, die etwa $^1/_2$ Pfund wogen. Mit dem einen umgebogenen Ende wurden sie in einen Tiegel getaucht, in dem sich eine kleine Menge desselben Metalles in geschmolzenem Zustande befand. Das andere Ende war so weit vom Erwärmungsapparate entfernt, dass man annehmen konnte, dass es nicht etwa durch Leitung erwärmt werde, sondern dass es die Temperatur der Umgebung besitze.

Da bei den hohen Temperaturen (bis über 500°) Quecksilberthermometer nicht anwendbar waren, so wurden die Temperaturen durch ein Thermoelement aus Kupfer und Platin bestimmt, die beide in das geschmolzene Metall eingetaucht waren. Die Temperatur der zweiten Contactstelle

war die der Umgebung. (Alle Temperaturen wurden übrigens auf absolute reducirt.)

Die Lage der Schmelzpunkte ergab sich aus dem Gang der beim langsamen Erwärmen des Metalles durch das Kupfer-Platinelement am Galvanometer erzeugten Ausschläge, indem diese bei der betreffenden Temperatur längere Zeit constant blieben.

Es wurden theils solche Legirungen untersucht, die nur einen Schmelzpunkt besitzen, theils solche mit zwei Schmelzpunkten, bei deren Erwärmen demnach das Galvanometer zweimal längere Zeit constante Ausschläge zeigte. Meist wurden die Metalle nach Aequivalenten zusammengeschmolzen.

Die bei einer Erwärmung über den Schmelzpunkt τ auftretende thermoelectromotorische Kraft zerlegt der Verfasser in zwei Theile, von denen der erste herrührt von einer Erwärmung von der Temperatur der Umgebung t_1 bis zum Schmelzpunkt τ, der andere von der Temperaturerhöhung von letzterem bis zu der Temperatur, bei der die Messungen angestellt werden; hat eine Legirung zwei Schmelzpunkte τ und τ_1, so tritt zu den beiden Theilen noch ein dritter. Ist die Intensität des Thermostromes für Temperaturen t unter dem ersten Schmelzpunkt i, für solche zwischen dem ersten und zweiten Schmelzpunkt i_1, für solche über dem zweiten i_2, so ist:

$$i = b(t - t_1) + c(t^2 - t_1^2);$$

$$i_1 = b(\tau - t_1) + c(\tau^2 - t_1^2) + b'(t - \tau) + c'(t^2 - \tau^2);$$

$$i_2 = b(\tau - t_1) + c(\tau^2 - t_1^2) + b'(\tau_1 - \tau) + c'(\tau_1^2 - \tau^2) + b''(t - \tau_1) + c''(t^2 - \tau_1^2).$$

In einer Curventafel hat der Verfasser für die einzelnen Legirungen die Abhängigkeit zwischen der Intensität i des thermoelectrischen Stromes und der Temperatur dargestellt; wir geben im Folgenden die numerischen Werthe für die Constanten b, c, b', c', b'', c'', so wie das Verhältniss $c:b$ und die Schmelzpunkte der Legirungen. Das denselben beigefügte Zeichen giebt an, welches der Metalle zuerst schmilzt.

	b	$\frac{c}{100000}$	b'	$\frac{c'}{100000}$	b''	$\frac{c''}{100000}$	$\frac{c}{100000\,b}$	Schmelzpunkt τ	τ_1
Pt	6.257	—	—	—	—	—	—	275.0 (Bi)	—
Sn	0.349	181	1.127	239	—	—	519	216.9 (Sn)	—
Pb	0.376	180	1.224	130	—	—	479	296.2 (Pb)	—
Zn	0.608	361	1.713	380	—	—	594	289.4 (Zn)	—
Cd	0.867	450	1.522	303	—	—	519	302.3 (Cd)	—
Sb	3.241	745	7.573(?)	?	—	—	—	550.0 etwa (Sb)	—
Sn_6 Zn	0.392	195	1.181	179	—	—	498	192.1 (Lg)	—
Sn Zn	0.496	262	1.515	205	1.923	—	528	187.3 (Lg)	292.6 (Lg)
Sn_3 Pb	0.389	174	1.045	181	—	—	447	176.5 (Lg)	—
1Sn 3Pb	0.358	206	1.027	161	1.262	130	575	172.1 (Lg)	244.7 (Lg)
1Sn 4Pb	0.410	182	1.059	140	1.121	153	444	173.6 (Lg)	258.4 (Lg)
1Sn 5Pb	0.383	190	1.160	—	1.400	—	496	170.6 (Lg)	263.0 (Lg)
Pb_2 Zn	0.464	245	2.277	—	1.633	318	585	304.0 (Lg)	393.0 (Lg)
Pb Zn_2	0.492	288	2.420	266	1.368	181	528	300.1 (Lg)	390.6 (Lg)
Pb Zn_4	0.573	313	2.643	315	1.950	—	546	304.2 (Lg)	392.0 (Lg)

Ausserdem wurden noch untersucht Pt|Cu und Pt|Mg; es ergab sich für:

Pt|Cu $i = 0.632\,(t - t_1) + 0.00229\,(t^2 - t_1^2)$;

Pt|Mg $i = 0.350\,(t - t_1) + 0.00164\,(t^2 - t_1^2)$ $\quad \frac{c}{b} = 0.00468$.

Beim Bi|Pt-Element gilt die Gleichung $i = 6.257\,(t - t_1)$ nur bis zum Schmelzpunkt, jenseits desselben nimmt die Intensität mit steigender Temperatur ab.

Wie man sieht, ist $\frac{c}{b}$ für die verschiedenen Metalle angenähert constant; doch ist der Mittelwerth ein anderer, nämlich 0.00400 statt 0.00520, wenn man statt gegossener Metallstücke gezogene Drähte anwendet, wie frühere Versuche dem Verfasser zeigten. Bei der Berechnung des Mittelwerthes sind übrigens die Wismuthcombinationen ausgeschlossen, indem sich für diese, wohl in Folge von Structuränderungen, sehr wechselnde Werthe ergeben.

Späteren Arbeiten muss es vorbehalten bleiben, zu untersuchen, ob die Grösse $\frac{c}{b}$ wirklich bei Vermeidung aller Fehlerquellen und bei Anwendung von Metallen von gleicher Structur etc. für alle Metallcombinationen constant bleibt oder nicht.

E. W.

VI. *W. Crookes. Experimentelle Beiträge zur Theorie des Radiometers* (Proc. Roy. Soc. XXV, p. 304—314).

VII. *W. Crookes. Zur Theorie des Radiometers* (C. R. LXXXIII, p. 1175—1178. 1232—1235. 1289—1291. 1876).

VIII. *W. Crookes. Experimente mit dem Radiometer* (Nature XV. p. 224—227. 299—302).

IX. *J. Delsaulx. Die Radiometerbewegungen als Wirkung der Electricität* (Nat. XIV. p. 288. 449—450. 1876).

X. *Bertin und Garbe. Ueber die Ursache der Radiometerbewegung* (C. R. LXXXIV, p. 30—32).

XI. *W. de Fonvielle. Erklärung der Radiometererscheinungen mit Hülfe der Pyroelectricität* (C. R. LXXXIV, p. 122—124).

XII. *Thoré. Das Absorptions-Radiometer* (Les Mondes (2) XLII, p. 181).

Herr Crookes berichtet zunächst über einige typische Experimente aus dem Jahre 1875.

1) Durch Aufstellung eines Lichtes in entsprechender Entfernung wurde einem Radiometer eine Geschwindigkeit von 1 Umdrehung in 1 Minute beigebracht, dann wurde eine Glasflasche mit kochendem Wasser in einer Entfernung von 0.5 Zoll neben dem Radiometergefäss aufgestellt. Es hörten die Umdrehungen sofort auf, sobald zwei der Arme in gleichen Abstand von der Flasche kamen. Nach Entfernung der Flasche rückte die betreffende weisse Fläche dem sich jetzt abkühlenden Glastheile allmählich näher, indem die grössere Abstossung des Lichtes gegen die schwarzen Scheiben der Abstossung des heissen Glases gegen die weisse Scheibe mit Erfolg entgegenwirkte. Schliesslich trieb die Lichtkraft die weisse Scheibe mit einiger Schwierigkeit an der heissen Stelle des Glases vorbei und es begann die Rotation, deren erste Umdrehungen aber immer noch die Hemmung der weissen Flächen beim Vorübergehen an der durch das heisse Wasser erwärmten Glasstelle zeigten. Wurde die Flasche mit

kochendem Wasser wieder in ihre vorige Stellung gebracht, so hörte die Rotation sogleich auf.

Ganz ähnliche Erscheinungen zeigten sich, wenn eine Stelle der Glashülle durch den angedrückten Finger erwärmt wurde [1]), oder wenn Crookes aus einem warmen Zimmer kommend sich dem in einem kalten Zimmer befindlichen Radiometer näherte, oder endlich, wenn das Radiometer in einem sehr warmen Zimmer an ein kaltes Fenster gestellt wurde. Diese Versuche zeigen, dass viele Vorsichtsmassregeln nöthig sind, um das Radiometer bei genauen Messungen vor ungleicher Erwärmung zu schützen.

2) Nachdem Crookes einen solchen Widerstand dunkler Wärme gefunden, untersuchte er die Wirkung von Eis. Es ist diese äquivalent mit der Erwärmung der entgegengesetzten Seite des Instruments. Ein Stück Eis wurde einen halben Zoll von dem Gefäss auf die dem Licht entgegengesetzte Seite gebracht. Die Umdrehungen wurden dadurch langsamer, bis die Bewegung zuletzt völlig aufhörte, indem sich ein Arm direct nach dem Eis hinstellte und dort augenscheinlich durch eine starke anziehende Kraft festgehalten wurde. Durch Näherbringen des Lichtes veranlasste man die Arme zu kleinen Schwingungen und sobald das Licht fast bis an das Gefäss heran gebracht war, drehten sich die Arme wieder, aber unregelmässig und ruckweise, indem sich die Scheiben nach dem Eise hin rasch bewegten und dieses dann schwer verliessen. Bei dieser Wirkung des Eises wurde kein Unterschied zwischen den schwarzen und weissen Flächen gefunden.

3) Ein sehr empfindliches Radiometer mit einem zweizölligen Gefässe wurde in eine Beleuchtung gebracht, welche hinreichte, um es deutlich zu sehen, welche aber nicht genügte, um es zur Bewegung zu veranlassen. Crookes kam dann aus einem warmen Zimmer und trat nahe heran. Nach wenig Secunden setzte es sich langsam und in negativem Sinne in Bewegung. Entfernte er sich,

[1]) Einen ähnlichen Versuch führte Herr Jamin aus (C. R., LXXXIII 1876, p. 273. Beschreibung und Erklärung desselben Versuchs siehe auch bei Righi, La Scienzia applicata, vol. I. parte II, fasc. 8. Bologna).

so hörte die Rotation allmählich auf; näherte er sich wieder und hielt eine Hand einen Zoll von dem Gefäss, so erfolgte Rotation in negativem Sinne wie vorher.

Als das Instrument in Ruhe war, kam Crookes rasch heran und hauchte sanft an das Gefäss. Nach einer momentanen unbedeutenden Bewegung in normaler Richtung drehten sich die Arme in negativem Sinne über eine Minute lang und machten in dieser Zeit 3 oder 4 vollständige Umdrehungen.

4) Eine Glasglocke (glass shade) von 4 Zoll Durchmesser wurde über eine Gasflamme gehalten, bis die innere Luft warm und die innere Fläche mit Dampf beschlagen war. So wurde sie über das Radiometer gestellt. Die Rotation begann in negativem Sinne und hielt einige Minuten an. Die Glocke wurde dann inwendig getrocknet, bis auf eine Temperatur von ungefähr 50° C. gleichförmig erwärmt und über das Radiometer gebracht. Die augenblicklich beginnende negative Rotation hielt mit einiger Stärke mehr als 5 Minuten an, um in der Geschwindigkeit abzunehmen, bis die Glocke auf die Temperatur der umgebenden Luft gekommen war.

Dasselbe Experiment wurde wiederholt, und während die Arme in voller negativer Rotation waren, wurde ein Licht langsam nahe herangebracht. Bei 3 Fuss Entfernung desselben wurde die Rotation langsamer, als es ungefähr 2 Fuss weit war, kamen die Arme zur Ruhe, und als das Licht näher als 2 Fuss war, rotirte das Instrument in positivem Sinne; der Widerstreit zwischen der Wirkung des heissen Schirmes und der der Kerze war zu Gunsten der letzteren beendet. Durch Hin- und Herbewegen des Lichtes konnte man das Radiometer in der einen oder anderen Richtung zur Bewegung bringen, oder es zur Ruhe kommen lassen.

5) Crookes untersuchte nun den Gang eines Radiometers, dessen bewegliche Theile nicht aus Mark, sondern aus einem guten Wärmeleiter bestanden. Er liess Arme und Scheiben aus dünngewalztem Messing anfertigen und hart aneinander löthen. Der bewegliche Theil wog 13.1

Gran. Die eine Seite der Scheiben war versilbert und polirt, die andere mit Lampenruss bedeckt. Eine 1.5 Zoll von dem Gefäss entfernte Kerze veranlasste eine positive Rotation von etwa 1 Umdrehung pro Secunde. Bei jeder Erwärmung, sei es durch eine übergesetzte heisse Glasglocke, sei es durch den aufsteigenden heissen Luftstrom eines Bunsen'schen Brenners, ergab sich eine negative Drehung, bei jeder Abkühlung (z. B. durch Aufgiessen von Aether) eine positive.

6) Da das Messingradiometer etwas schwer war, so wurde ein Radiometer von Aluminium angefertigt, dessen bewegliche Theile wieder mit Hartloth gelöthet waren. Auf der einen Seite der Flügel war glänzendes Aluminium, und die andere Seite war mit Lampenruss geschwärzt. Als evacuirt war, drehten sich die Arme sehr schnell nach einem wenige Zoll entfernten Lichte hin, und zwar so, dass die schwarzen Theile zurückgestossen wurden. Wenn man die Kerze entfernte, so begannen die Arme alsbald den negativen Umlauf, der mehr als 10 Minuten anhielt. Die Geschwindigkeit war dabei kleiner als in dem Falle, wo die Kerze auf die Arme schien. Das ganze Gefäss wurde mit einem Bunsen'schen Brenner erwärmt. Es drehten sich dann die Aluminiumarme rasch in positivem Sinne. Bei Entfernung der Wärmequelle setzte sich die Rotation in die entgegengesetzte um und hielt mit grosser Stärke an, bis das ganze Instrument kalt war. Die negative Bewegung bei der Abkühlung schien der positiven bei der Erwärmung an Stärke gleich zu sein.

7) Etwas Aether wurde auf das Gefäss eines sehr empfindlichen Mark-Radiometers gegossen[1]), als dieses in einem schwachen Lichte still stand. Die Arme drehten sich in positivem Sinne mit rasch zunehmender Geschwindigkeit, bis zu 1 Umdrehung in 4 Secunden. Diese Bewegung hielt einige Minuten an, und als sie langsamer wurde, konnte sie stets durch Aufgiessen einiger Tropfen Aether auf das Gefäss wieder hergestellt werden.

---

[1]) Vgl. den Versuch von Ducretet in Beibl. Heft 2, S. 74.

Als bei rascher Bewegung eine heisse Glasglocke über das Radiometer gebracht wurde, setzte sich die Rotation bald in die entgegengesetzte um, welche eine Geschwindigkeit von ungefähr 2 Umdrehungen in 1 Minute annahm und mehr als 10 Minuten anhielt.

Das Instrument wurde durch Aufgiessen von Aether auf den obern mittleren Theil des Gefässes wieder in rasche Bewegung versetzt und die Spitze eines Fingers 10 Secunden lang auf die Seite des Gefässes gelegt. Da hörte die Bewegung auf und liess sich einige Minuten lang nicht wieder hervorrufen, obschon einige Male Aether auf das Gefäss gebracht wurde. Als das Radiometer die Temperatur der Luft erlangt hatte, wurde die Hälfte des Gefässes mit Aether benetzt. Da bewegte sich der Arm, welcher der vom Aether besonders benetzten Stelle am nächsten war, rasch nach dieser Stelle hin, blieb ihr gegenüber wie festgeheftet stehen und liess sich auch dadurch nicht wegbringen, dass man die Temperatur durch Giessen von Aether auf die andere Seite des Gefässes auszugleichen suchte. Erst als man eine Kerze bis auf 6 Zoll an das Gefäss heranbrachte, begann die Rotation, und zwar mit Heftigkeit, als ob plötzlich ein Spannungszustand beseitigt wäre.

Nach diesen Versuchen rotirt ein Metall-Radiometer in negativem Sinne, wenn man es dunkler Wärme aussetzt, und behält diese Bewegung bei, bis die Temperatur durchweg gleichförmig geworden ist. Nach Entfernen der Wärmequelle drehen sich die Flügel in positivem Sinne, wie wenn Licht auf sie scheint.

8) Um zu bestimmen, ob die abstossende Wirkung strahlender Wärme bei Temperaturen zwischen 250° und 100° an den schwarzen und an den weissen Flächen ungefähr gleich ist, gebraucht Crookes ein Radiometer mit einerseits geschwärzten Markscheiben. In die eine Seite des Gefässes waren 2 starke Platindräthe luftdicht eingesiegelt, deren innere Enden durch eine feine Platinspirale verbunden waren und deren äussere Enden Oesen bildeten. Nachdem das Gefäss vollkommen evacuirt worden, schaltete

man die Spirale mit einem Rheostaten in den Schliessungskreis einer galvanischen Batterie ein und änderte den Widerstand zunächst so, dass die Platinspirale helle Rothgluth zeigte. Die vorher ganz ruhigen Arme des Radiometers bewegten sich rasch bis zu einer Stellung, bei welcher sich die heisse Spirale zwischen 2 Scheiben, aber der helleren etwas näher befand. Bei Vergrösserung des Widerstandes näherte sich die schwarze Scheibe allmählich der Spirale, und als diese dunkle Rothgluth zeigte, standen beide Scheiben gleichweit von der Spirale ab. Beim Verringern des Widerstandes fanden diese Erscheinungen in umgekehrter Reihenfolge statt.

Erregte man, während die Spirale hellroth glühte, die Bewegung durch ein schwaches, einen Augenblick nahe gebrachtes Licht, so trat die Rotation der Arme ein und blieb mit einiger Stärke bestehen, sodass die Geschwindigkeit ungefähr 1 Umdrehung in 5 Secunden betrug. Diese Geschwindigkeit war der gleich, welche ein Licht in 8 Zoll Entfernung hervorbrachte. Sobald die weisse Seite an die Spirale kam, fand eine geringe Verzögerung in der Bewegung statt, die aber bei constant gewordener Geschwindigkeit kaum zu bemerken war. Als der Widerstand jetzt unbedeutend vermehrt wurde, nahm die Geschwindigkeit ab und das Zögern der weissen Scheibe bei Annäherung an die Spirale wurde deutlicher. Bei weiterem Vergrössern des Widerstandes zeigte die Spirale eben sichtbare dunkele Rothgluth und die Rotation wurde noch langsamer. Bei jeder Annäherung der weissen Fläche an die Spirale erlitt die Rotation eine Verzögerung. Dann bewegte sich die Scheibe mit einem Ruck an der Spirale vorüber. So ging es einige Umdrehungen fort, bis eine weisse Scheibe, die vielleicht etwas näher als die andere war, nicht vorüberzugehen vermochte, und die Arme nach einigen Schwingungen zur Ruhe kamen, so dass die schwarze und die weisse Fläche von der heissen Spirale nahe gleichweit abstanden.

Um festzustellen, ob die weisse Fläche bei Temperaturen unter 100° C. stärker zurückgestossen würde, ver-

grösserte Crookes den Widerstand, und beobachtete die Lage der Arme in Bezug auf die Spirale. Wenn dem Durchgang des Stromes soviel Widerstand geboten wurde, dass die Spirale nur eben warm sein konnte, schien die weisse Fläche von der Spirale weiter abzustehen, als die schwarze. Diese Beobachtung fand sich aber bei höheren Temperaturen nicht bestätigt, die Abstossung war vielmehr bis zur deutlichen Rothgluth für beide Flächen gleich. Bei Anhauchen des Gefässes liefen die Arme in negativem Sinne.

9) Nach Entfernung der Batterie wurden die Platinösen durch einen Draht mit dem Conductor einer Reibungselectrisirmaschine verbunden. Einige Umdrehungen der Kurbel brachten die Arme zu fast zügellosem Fliegen (flying about wildly), erst in der positiven und dann in der negativen Richtung, bis ein Arm endlich vor der Platinspirale stehen blieb. Wurde das Kerzenlicht vollkommen beseitigt, so drehten sich die Scheiben unregelmässig ruckweise. In 3 oder 4 Tagen war die electrische Störung hinreichend schwach, um weitere Experimente zu gestatten; ihr Einfluss liess sich aber noch nach Wochen merken.

10) Den einen Pol einer kleinen Inductionspirale, welche in Luft halbzöllige Funken gab, befestigte man an die Platinösen, während der andere Pol mit einer isolirenden Handhabe gehalten und dem Radiometergefäss nahe gebracht wurde. Dann bewegte sich die nächste Scheibe mit Heftigkeit bis zu dem freien Pol herum, folgte ihm ein wenig, stockte aber dann, als ob das Glas electrisirt wäre. Durch langsames Herumführen des freien Poles konnten die Arme nach beiden Richtungen zur Rotation gebracht werden. Einmal in Bewegung gesetzt, behielten sie diese Bewegung 5 Minuten lang oder länger.

Diese Bewegungen schienen sich alle durch die bekannten Gesetze statischer Electricität erklären zu lassen, da die Rotationen in derselben Weise wie die des electrischen Flugrades erfolgten.

11) Crookes erlangte auch Rotation in einem Radiometer, ohne dass die Flächen der Scheiben verschieden

gefärbt waren. Ein Radiometer mit beiderseits geschwärzten Markscheiben, das 1.25 Gran wog, wurde mit eingefügter Holzkohlenröhre evacuirt. Brachte man eine Kerze nahe an dasselbe heran, so bewegten sich die Arme solange, bis zwei der Scheiben von der Flamme gleichweit abstanden. Kein Impuls von der Grösse des anfänglichen vermochte sie zur Rotation zu bewegen. Ein Stück Eis veranlasste sie zur Bewegung, bis eine Scheibe dem Eise gegenüber stehen blieb, wenn dieses auch still stand; als das Licht durch einen Schirm so abgeblendet wurde, dass es nur auf die eine Hälfte der Röhre schien, begann eine schnelle Rotation, welche, wenn man die andere Seite beleuchtete, augenblicklich aufhörte und sich in eine eben so rasche entgegengesetzte Rotation verwandelte.

12) Um die Bewegung eines Radiometers einem grösseren Kreise vorzuzeigen, benutzt Crookes ein Instrument mit Scheiben von dünnem Glase, welche einerseits versilbert und polirt, andererseits mit Lampenruss bedeckt sind. Wegen seines grossen Gewichtes ist die Bewegung etwas langsam; es zeigt aber bei starker Beleuchtung Lichtscheiben, die einander im Zimmer herumjagen.

13) Um die Bewegung von dem Innern des Gefässes nach aussen zu übertragen, wurde ein Radiometer mit einem Magnet benutzt. Ausserhalb des Gefässes wurde ein kleiner Magnet in verticaler Lage aufgehängt. Dieser oscillirt bei jeder Umdrehung des Radiometers hin und her und führt, wenn man im untern Theil Contact herstellt, einen electrischen Strom von einer Batterie zu einem Morse-Instrument. Der Abstand der von diesem hergestellten Punkte charakterisirt die Geschwindigkeit der Rotation.

Wegen der Wirkung der Erde auf den Magnet bedarf es hierbei eines Anstosses zur Bewegung, wenn keine astatische Combination innerhalb des Gefässes vorhanden ist. Für ein einfaches Experiment genügt es, einige Windungen von isolirtem Kupferdraht ausserhalb des Gefässes anzubringen und den Strom einen Augenblick zu schliessen. Der so gewonnene Anstoss setzt das Licht in den Stand, die Rotation aufrecht zu erhalten.

14) Zur Messung der Grösse der durch Strahlung ausgeübten Kraft construirte Crookes folgende Torsionswage. Ein leichter Balken, welcher an einem Ende eine 2 □″ grosse Markscheibe trägt, hängt an einem feinen, in einer Röhre horizontal ausgespannten Glasfaden (Durchmesser kleiner als 0,001 Zoll). Ein Ende des Fadens ist mit einer Torsionsvorrichtung verbunden, welche durch die Röhre hindurchgeht und Drehungen an einem graduirten Kreise messen lässt. Der Balken ist (in der Mitte) an den Torsionsfaden angekittet, und das Ganze ist in Glas eingeschlossen, mit der Quecksilberpumpe durch eine Spiralröhre verbunden und möglichst vollkommen ausgepumpt. Ein flaches, längliches Stück weiches Eisen, das genau 0.01 Gran wiegt, ist in die Querröhre unter die Markfläche gelegt. Dieses Gewicht kann durch einen Hufeisenmagnet, der sich ausserhalb der Röhre befindet, in die Höhe gehoben und auf eine im Centrum der Markfläche angebrachte Marke fallen gelassen werden. Die unbedeutendste Drehung des Balkens kann durch eine Spiegelablesung (Spiegel in der Mitte des Balkens, Millimeterscala in 4 Fuss Entfernung) festgestellt werden. Wenn das Gewicht von 0.01 Gran auf die Markfläche gelegt wurde, so musste die Torsionsvorrichtung um 10073° herumgedreht werden, ehe der Balken wieder horizontal wurde. 1° Torsion gab eine sehr entschiedene Bewegung des Index-Strahles, da eine Torsion von 10073° dem 0.01 Gran das Gleichgewicht hielt, während 10074° ein Uebergewicht angaben. Die Wage war noch für 0.00000099 Gran empfindlich. Mittelst dieser Wage wurde die mechanische Kraft einer 12 Zoll (6 Zoll) entfernten Kerze gleich 0.000444 (0.001772) Gran gefunden. Bei der halben Entfernung sollte der Druck der Strahlung 4 Mal so gross oder gleich 0.001776 Gran sein. Dass der Unterschied zwischen Theorie und Experiment nur 0.000004 Gran beträgt, zeigt, dass die Angaben dieses Instrumentes streng dem Gesetze der umgekehrten Quadrate folgen. Eine Prüfung der Unterschiede zwischen den einzelnen Beobachtungen und dem Mittel zeigt, dass die Wage sicher 0.000001 Gran angiebt.

Die hauptsächlichsten Resultate der Versuche, welche Crookes am 15. Nov. 1876 der Royal Society mitgetheilt hat, sind die folgenden:

15) Seit seiner Mittheilung vom 15. Juni 1876 hat Crookes für grössere Verdünnungen und für verschiedene Gase die innere Reibung des Residuums und die Abstossungskraft gemessen. Der Druck wurde dabei durch ein besonders empfindliches Manometer (Mc Leod gauge) bestimmt. Die gefundenen Resultate für Luft, Sauerstoff und Wasserstoff sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die erste Horizontalreihe enthält die Drucke der Gase, und zwar in der 1. Columne in Atmosphären, in den andern Columnen in Milliontel Atmosphären. Die darunter stehenden Zahlen geben die diesen Drucken entsprechenden und durch das logar. Decrement gemessenen inneren Reibungen.

	1	250	200	100	50	20	10	2	0.1
Luft	0.126	0.112	0.110	0.096	0.078	0.052	0.035		0.01
Sauerstoff	0.126	0.111	—	0.105	0.093	0 068	—	0.02	—
Wasserstoff	0.063	0.057	—	0.052	0.046	—	—	—	—

Die einzelnen numerischen Werthe dürften bei weiterer Untersuchung etwas modificirt werden.

Die Abstossungskräfte nehmen bei allen Gasen mit fortschreitender Verdünnung zunächst bis zu einem Maximum zu, welches für Luft, Sauerstoff, Wasserstoff bei einem Drucke von resp, 40, 30 und 50 Milliontel Atm. eintritt, um von da an rasch abzunehmen. Aus dem Gange der Zahlen lässt sich schliessen, dass die Abstossungskraft bei vollkommener Evacuirung Null sein werde.

Hiernach ist es bei der Construction von Radiometern vortheilhaft, dieselben vor dem Evacuiren mit Wasserstoff zu füllen, weil man dann die Evacuirung nicht so weit zu treiben braucht, um das Maximum der Wirkung zu erlangen.

Kohlensäure hat eine innere Reibung von ungefähr 0.1 bei normalem Druck, sodass sie zwischen Luft und

Wasserstoff, der ersteren aber näher steht. Die abstossende Kraft steigt bei ihr nicht sehr hoch an und verschwindet bald.

16) Zum Reinigen der Pumpe und zum Trocknen der Gase verwendete Crookes anfangs Schwefelsäure, später mit weit besserem Erfolg wasserfreie Phosphorsäure. Es liess sich dann die Evacuirung soweit steigern, dass das Radiometer bei einer wenige Zoll entfernten Kerze sich nicht bewegte. Dagegen ist es noch nicht gelungen, die Bewegung des Balkens im Torsionsapparate zu unterdrücken. Die Anwesenheit von Quecksilberdampf liess sich durch das benutzte Mc Leod-Manometer nicht constatiren. Es ist deshalb möglich, dass der im Apparate vorhandene Druck grösser ist, als im Vorstehenden angenommen wurde. Eine mit Goldblatt gefüllte und häufig zwischen Pumpe und Apparat gebrachte Röhre, zeigte keine Spur von Weisswerden und keinen merklichen Einfluss auf die Resultate.

17) Crookes hat eine lange Reihe von Beobachtungen über die sogenannte electrische Leitungsfähigkeit des Gasresiduums bei verschiedenen Drucken und für verschiedene Gase mit dem Funken einer Inductionsspirale angestellt. Als wesentlichstes Resultat ergab sich, dass selbst bei dem besten erreichbaren Vacuum noch Spuren von Leitungsfähigkeit zu entdecken waren, wenn man die electrische Spannung vermehrte, wenn man z. B. 6zöllige Funken erzeugte. Wurden hierbei die Röhren durchschlagen, so trat infolge des Luftzutritts erst eine Zunahme, dann eine Abnahme der Geschwindigkeit der Radiometerbewegung ein. War die Durchbohrung fein, so vergingen einige Tage, ehe alle Phasen durchlaufen waren.

18) Um ein Radiometer in wenigen Stunden möglichst empfindlich zu machen, erhitzt Crookes dasselbe in einem Luftbad bis auf etwa 300° C., um alle an den Wänden und an der Mühle anhaftenden Gase zu entfernen, und erzeugt zunächst ein Vacuum von 1 bis 2 Milliontel Atm., was mit der von Gimingham[1]) construirten Quecksilber-

[1]) Proc. Roy. Soc. XXV. p. 396—402. s. w. u. p. 175.

pumpe leicht möglich ist. Wenn sich der Apparat abgekühlt hat, so führt man mittelst einer sogen. Luft-Falle (air-trap) successive kleine Mengen von wenig verdünnten Gasen (resp. Luft) bis zu dem Momente ein, wo das Mc Leod-Manometer die für die Empfindlichkeit beste Verdünnung anzeigt. Wenn man Wasserstoff statt Luft als Residuum anwendet, und wenn man die Flügel aus stark geglühtem Glimmer anfertigt und unter einem passenden Winkel gegen die Axe neigt, so erhält man weit empfindlichere Radiometer. Doch rotiren dieselben nicht im Mondlicht, weshalb Crookes die entgegengesetzten Angaben früherer Beobachter als irrig bezeichnet. Seine empfindlichste Torsionswage kommt allerdings bei Mondlicht leicht in Bewegung [1]).

19) Ist in der That die im Innern des Radiometers erregte abstossende Kraft das Resultat einer Wechselwirkung zwischen den Flügeln der Mühle und den inneren Wänden des Recipienten, so muss sich die Mühle unter sonst gleichen Verhältnissen in einem kleinen Recipienten schneller drehen als in einem grossen. Dieses kann mit 2 verschiedenen Radiometern wegen Ungleichheit des Flügelgewichtes und der Reibung nicht gut geprüft werden. Das deshalb von Crookes construirte Doppel-Radiometer besteht aus 2 Gefässen, einem grossen und einem kleinen, welche so an einander geblasen sind, dass sie einen weiten Durchgang zwischen sich haben. Im Centrum jedes Gefässes befindet sich eine kleine, durch einen Glasstab gehaltene Schale, auf welche eine im Apparat vorhandene kleine vierarmige Mühle, deren Scheiben (aus stark geglühtem und einerseits geschwärztem Glimmer bestehen, gebracht werden kann. In dem kleineren Gefässe ist der Zwischenraum zwischen den Flügeln und dem Glase ungefähr 0.25 Zoll, in dem grösseren 0.5 Zoll. Das Mittel

---

1) Vgl. indessen diese in den Proc. Roy. Soc. XXV. Nr. 175 und in Nature XV. p. 300 gemachte Bemerkung mit der in den C. R. LXXXIII. p. 25 gegebenen Mittheilung, wo von einer Bewegung der Radiometer und von einer sehr leichten Bewegung der Torsionswage unter Einfluss des Mondlichtes die Rede ist.

aus einigen Versuchen zeigt, dass die Mühle unter Einwirkung derselben Lichtquelle in dem kleinen Gefässe doppelt so schnell rotirt als in dem grossen.

20) Crookes hat weiter Radiometer mit doppelter Mühle construirt. Jede Mühle bestand aus einem Doppelarm. Die Scheiben der einen waren aus geglühtem Glimmer und auf den abwechselnden Seiten geschwärzt; die Scheiben der andern bestanden aus durchsichtigem Glimmer. Beide Mühlen waren unabhängig von einander auf Zapfen gestellt. Ein Arm der einen mit einem kleinen Stück Eisen versehenen Mühle liess sich durch einen Magnet mit einem Arm der andern Mühle zum Contact bringen, so dass des einen durchsichtige Platte vor eine geschwärzte Fläche des andern zu stehen kam. Näherte man dann dem Instrumente ein Licht, sodass es durch die durchsichtige Platte auf den geschwärzten Glimmer schien, so wurde jene auf einmal soweit weggetrieben, bis die beiden Doppelarme sich unter rechten Winkeln kreuzten.

21) In dem nämlichen Gefässe können zwei Gasströme, welche in entgegengesetzten Richtungen wirken, existiren. Daraufhin construirte Crookes ein Radiometer mit 2 über einander gestellten Mühlen, deren Flügel in entgegengesetztem Sinne geschwärzt waren. Bei Annäherung eines Lichtes drehten sich die beiden Mühlen rasch nach entgegengesetzten Richtungen.

22) In einem zweischeibigen Radiometer mit flachen, undurchsichtigen und einerseits geschwärzten Glimmerscheiben konnte vor den Flügeln der Mühle eine grosse Scheibe aus dünnem durchsichtigen Glimmer befestigt werden. Wenn man nun den geschwärzten Theil des einen Flügels in 1 Mm. Entfernung hinter die durchsichtige Scheibe brachte, so verursachte ein davor aufgestelltes Licht eine negative Rotation, d. h. die geschwärzten Flügel bewegten sich nach dem Lichte hin. Hierbei wurde also der von der schwarzen Fläche ausgehende Druck an der durchsichtigen Platte reflectirt, sodass die Kraft hinter dem geschwärzten Flügel auftrat. Bringt man dagegen in ein ähnliches Radiometer auf jede Seite des Glimmer-

flügels eine durchsichtige Glimmerscheibe, so ist die Reflexion des Druckes verhindert und derselbe kann sich nur in einer verticalen Ebene ausbreiten. Das Resultat ist ein fast vollständiger Verlust der Empfindlichkeit.

23) Zur Entscheidung zwischen der Theorie der Verdampfung und Condensation und der Theorie der molekularen Bewegung wurde ein Radiometer mit ziemlich grossem Recipienten construirt, dessen Flügel aus kleinen dünnen Platten von durchsichtigem Glimmer bestanden. An einer Seite des Recipienten war eine einerseits geschwärzte Glimmerplatte in einer Verticalebene so befestigt, dass jeder durchsichtige Flügel beim Rotiren in ungefähr 1 Mm. Entfernung daran vorübergehen musste. Nähert man diesem System eine Kerze, und lässt man vermittelst eines Schirmes das Licht nur auf die durchsichtigen Flügel fallen, so erfolgt keine Bewegung; aber wenn das Licht die geschwärzte Platte beleuchtet, so rotirt die Mühle augenblicklich, wie wenn ein Wind von dieser Fläche herkäme, und behält diese Bewegung so lange bei, als das Licht wirkt.

24) Dadurch, dass man eine dünne Platte von Aluminium in Form einer Spirale schneidet, sie dann korkzieherartig auszieht, ihre obere Fläche schwärzt und sie auf einer Spitze in einem cylindrischen Gefäss aufhängt, stellt man ein Spiral-Radiometer (spiral r.) her, welches, dem Lichte ausgesetzt, wie eine Schraube rotirt.

25) Die Versuche an dem Radiometer mit doppeltem Recipienten zeigen, dass die vom Licht hervorgebrachte Wirkung um so energischer ist, je näher die absorbirende Flügelfläche den Wänden des Recipienten ist. Um diesen Punkt genauer zu prüfen, wurde eine Torsionswage (vgl. Nr. 14) angewendet. An dem einen Ende des Balkens war eine einerseits geschwärzte Scheibe von geglühtem Glimmer angebracht. Der schwarzen Fläche dieser Scheibe gegenüber und derselben parallel befand sich eine Platte aus durchsichtigem Glimmer, deren Distanz von der schwarzen Fläche bei jedem Grade der Verdünnung ohne Schaden für das Vacuum innerhalb bestimmter Grenzen

beliebig geändert werden konnte. Dieser empfindliche Apparat hat gezeigt, dass, wenn das nämliche Licht auf die schwarze Fläche auffällt, molekularer Druck entsteht, welches auch der Grad der Verdünnung sein mag; und dass der auf die durchsichtige Scheibe ausgeübte Druck in dem Maasse zunimmt, wie die Distanz von der schwarzen Fläche abnimmt.

26) Neuerdings hat Crookes Experimente mit Radiometern (zum Theil mit einer durch eine Glasplatte verschliessbaren Oeffnung im oberen Theile) ausgeführt, für deren Mühle die besten Wärmeleiter (besonders Goldblatt und Aluminium) verwendet waren.

Ein Radiometer, dessen Mühle vollkommen flache und einerseits geschwärzte Metallplatten besitzt, ist besonders empfindlich gegen dunkle Wärme, durch welche es zur Rotation in negativem Sinne veranlasst wird. Diese Bewegung dauert so lange, bis die Temperatur im Innern des Apparates gleichförmig geworden ist, und geht in eine positive Drehung über, wenn die Wärmequelle entfernt wird. Versuche mit rautenförmigen (mounted diamond-wise) Scheiben aus Aluminium, die unter verschiedenen Winkeln aufgestülpt und gefaltet wurden, haben gezeigt, dass die Form der Flügel einen grösseren Einfluss ausübt, als die Farbe. Eine glänzende convexe Fläche wird stark abgestossen, eine schwarze concave dagegen angezogen (es ist diese Anziehung nach Crookes einer vis a tergo zuzuschreiben). Auch sorgfältig geformte Schalen und Kegel aus Gold, Aluminium und anderen Metallen wurden zu den Versuchen genommen.

27) Wenn ein zweischaliges Radiometer, dessen Schalen (Durchmesser 14.5 Mm., Krümmungsradius 14 Mm.) in Bezug auf die Lichtquelle verschiedene Lage haben und beiderseits glänzend sind, einem in 3.5 Zoll Entfernung aufgestellten Lichte ausgesetzt wird, so macht die Mühle anhaltend 1 Umdrehung in $3^s.37$. Wird blos der convexe (resp. concave) Theil beleuchtet, so erfolgt eine durch Abstossung (resp. Anziehung) hervorgebrachte andauernde Rotation von 1 Umdrehung in $7^s.5$ (resp. $6^s.95$). Die Wirkungen

auf die convexe und concave Fläche sind also nahezu gleich und addiren sich, wenn man das Licht auf beide Flächen auffallen lässt. Wenn die Schalen auf der concaven Seite geschwärzt sind, so findet allein Bewegung statt, sobald das Licht blos auf die schwarze concave Seite scheint, und zwar wird diese angezogen. Ist blos die convexe Fläche geschwärzt, so veranlasst auffallendes Licht eine rasche Rotation, wobei die convexe schwarze Fläche zurückgestossen wird. Beleuchtet man nur die schwarze convexe (resp. glänzende concave) Fläche, so tritt eine ziemlich gute (resp. keine) Bewegung ein. Schwärzt man beide Seiten und lässt Licht auffallen, so wird durch Abstossung der convexen Seite eine rasche Rotation erzeugt. Die Bewegung ist viel schwächer, wenn man die concaven und convexen Theile getrennt beleuchtet; sie ist aber relativ stärker, wenn die concaven Theile getroffen (und angezogen) werden. Verwendet man nicht Licht sondern dunkle Wärme, so finden alle Bewegungen im entgegengesetzten Sinne statt.

Diese Versuche wurden wiederholt mit kegelförmigen Metallflügeln, ferner mit schalen- oder kegelförmigen Flügeln aus reinem und geglühtem Glimmer, aus Hollundermark und aus Papier, die einerseits oder beiderseits geschwärzt oder ungeschwärzt verwendet wurden.

28) Die Herren Bertin und Garbe liessen ein Radiometer construiren, dessen Mühle 5 Mal so schwer war als die gewöhnlichen. Das Trägheitsmoment des Gefässes war 82 Mal so gross, als das der Mühle. Das Radiometer wurde an einem Haar von 30 Ctm. Länge in dem Gehäuse der Coulomb'schen Wage aufgehängt. Durch einen darunter gestellten und mittelst eines verticalen Hakens beweglichen Ring konnte die Kugel angehalten oder frei gelassen werden. Das Gefäss drehte sich immer im entgegengesetzten Sinne der Flügel und ziemlich rasch. Bei der Maximalgeschwindigkeit der Mühle machte das Gefäss 1 Umdrehung in 45 Secunden, und es würde diese Bewegung fortgesetzt haben, wenn die Beobachter nicht in Befürchtung zu starker Torsion des Haares die Bewegung ange-

halten hätten. Zumeist wurde keine ganze Umdrehung beobachtet, sondern die Dauer derselben aus der Bewegung der an der Kugel angebrachten Eintheilung erschlossen. Aus 18 Versuchen, bei denen die Geschwindigkeiten von 1 zu 5 variirt wurden, ergab sich als Verhältniss der Umdrehungszeiten des Gefässes und der Mühle 92:1.

29) Herr Thoré suspendirte durch Schütteln in einem kleinen Glasrohr undurchsichtige Pulver und richtete den Lichtkegel einer Linse quer durch die Röhre, es wurde derselbe dann durch das an den einzelnen festen Theilchen diffus reflectirte Licht sichtbar. Untersuchte er die Spitze des Lichtkegels mit einer Lupe, so zeigten alle Staubtheilchen eine sehr schnelle fortschreitende Bewegung parallel zur Kegelaxe, theils gegen die Linse hin, zum grösseren Theil von derselben weg; diese erfuhren also eine Abstossung. Bei Anwendung durchsichtiger Pulver trat fast keine Bewegung ein. Das ist Thoré's Absorptions-Radiometer.

Die Erklärung der Radiometerbewegungen durch Condensation und Verdampfung ist mit dem Versuch unter 23) unverträglich; wir müssten denn die Lichtwirkung als eine intermittirende ansehen.

Die Erklärung durch Electricität lässt sich wohl damit zurückweisen, dass eine gewisse Vertheilung statischer Electricität keinen beständigen Motor abgeben kann (vgl. G. Lippmann, J. de Phys. V. p. 366—372). Doch wollen wir, der Vollständigkeit wegen, die Versuche und Theorien von Delsaulx und de Fonvielle kurz mittheilen.

Herr Delsaulx setzte Glasrecipienten den Sonnenstrahlen aus und fand, dass die innere Fläche negativ und stärker electrisch war, als die äussere. Er schreibt diesen Ueberschuss den zahlreichen Reflexionen im Innern zu. Nähert man aber den electrisirten Recipienten dem Bohnenberger'schen Electroskop, ohne dasselbe zu berühren, so zeigt dieses positive Electricität an. Da die äussere und innere Fläche negativ electrisch sind, so kann dies nur der im Inneren des Glases selbst durch seine molecu-

lare Polarisation entwickelten Electricität zugeschrieben werden. Ebenso liess sich am Radiometergefäss Electricität nachweisen. Delsaulx folgert aus seinen Versuchen, dass die innere Fläche des Radiometergefässes durch Licht- oder Wärmestrahlen positive Electricität annehme, und dass die positive Rotation eine nothwendige Folge der Anziehungen und Abstossungen sei, welche dieselbe auf die freie Electricität der Flügel ausübe. Die Rotation werde continuirlich, sobald das Radiometer ringsum von Licht umgeben ist, weil eine vollkommen homogene Electricitätsschicht auf der inneren Fläche fast unmöglich sei. Aehnlich erklärt Delsaulx die negative Rotation.

W. de Fonvielle, der früher an der Möglichkeit einer directen mechanischen Wirkung des Lichts (einer abstossenden Wirkung der Aethervibration) festgehalten, betont neuerdings, dass die pyroelectrischen Erscheinungen sich nicht nur an der Oberfläche gewisser Krystalle bei Temperaturänderung zeigen, dass vielmehr jeder Nichtleiter, wenn er der Wirkung der Lichtstrahlen unterworfen wird, erwärmt und dann je nach seiner Natur und der Intensität der Strahlung mehr oder weniger stark electrisirt wird. Die beim Durchgange der Lichtstrahlen im Glase frei gewordene Pyro-Electricität zeige sich nur im Innern auf der beleuchteten Halbkugel, denn die aussen frei gewordene Electricität zerstreue sich in die Luft. Andererseits werden die schwarzen Flügel mehr erwärmt und electrisirt als die polirten, also auch stärker zurückgestossen. Wenn die Mühle sich in Luft oder Gas von gewöhnlichem Druck befinde, so könne sich die Pyro-Electricität im Innern des Behälters nicht mehr entwickeln als aussen. Zufolge der Druckverringerung des Gases gegen die schwarzen Flächen geschehe die Bewegung der Mühle im negativen Sinne. Die positive Drehung finde nur dann statt, wenn der innere Druck des Recipienten hinreichend klein sei, um die Electrisirung durch die Wärme frei werden zu lassen, sie höre aber auf, sobald das Vacuum so vollkommen sei, dass es die electrischen Funken nicht mehr durchlasse, weil dann die Reactionen

zwischen Mühle und Hülle nicht mehr stattfinden können. Das Gasresiduum sei nur Träger der Electricität, aber nicht mechanischer Erreger. Mit diesen Annahmen sucht de Fonvielle die in Beibl. I. Heft 2, p. 78—80 unter Nr. 9, 10, 12, 13 und in diesem Heft unter Nr. 19 erwähnten Experimente zu erklären. Schliesslich empfiehlt er die Untersuchung der Radiometererscheinungen mit normal zur krystallographischen Axe geschnittenen Platten von pyroelectrischen Substanzen, wie Turmalin.

Um die Ursache der Bewegung im Radiometer als eine innere nachzuweisen, stellen Bertin und Garbe folgende Ueberlegung an: Bei einem nur inneren Kräften unterworfenen Systeme ist die Summe der Momente der Bewegungsgrössen constant. Nun reducirt sich bei dem von ihnen benutzten Radiometer (s. Nr. 28) das System auf das Gefäss und die Mühle. Bezeichnen J und J' ihre Trägheitsmomente, ω und ω' ihre Winkelgeschwindigkeiten, so muss stets $J\omega + J'\omega' =$ Const. sein. Hieraus ergiebt sich:

I) Wenn das Radiometer aus der Ruhe aufbricht, so ist die Constante Null; ω und ω' müssen dann von entgegengesetztem Zeichen und den Trägheitsmomenten umgekehrt proportional sein. In dem unter Nr. 28 angeführten Experimente müssten sich hiernach die Zeiten der Umdrehungen des Gefässes und der Mühle wie 82 : 1 (d. h., wie ihre Trägheitsmomente) verhalten. Das Mittel aus den Versuchen ergiebt 92 : 1, ist also etwas zu gross. Das liegt nicht nur daran, dass die Bewegung des Gefässes durch die Torsion des Fadens und durch den Widerstand der äussern Luft gehemmt wird, sondern auch daran, dass die Geschwindigkeiten ω und ω' demselben Moment entsprechen müssen, dass sie sich aber nicht gleichzeitig beobachten lassen, weil die Bewegungsänderung der leichten Mühle sehr schnell, die des schwereren Gefässes dagegen sehr langsam erfolgt. Dass die Bewegungen des Radiometers der Gleichung vollständig genügen, folgt auch daraus, dass, wenn man das Radiometer in umgekehrter Lage aufhängt, so dass sich die Mühle nicht mehr drehen kann, das ganze System in Ruhe bleibt. Da dann ω' Null ist, so muss es

auch ω sein. Righi hat diesen Versuch bereits mit einem auf Wasser schwimmenden Radiometer angestellt.

II) Geht das System nicht von der Ruhelage aus, haben vielmehr die Flügel die Geschwindigkeit ω'', während die Kugel angehalten wird, so ist die Constante $= J'\omega''$, und wir erhalten aus der obigen Gleichung: $J\omega = J'(\omega'' - \omega')$. Lässt man dann die Kugel rotiren, so können 3 Fälle eintreten: a) Die Mühle behält auch nach dem Freilassen der Kugel ihre Geschwindigkeit; dann ist $\omega' = \omega''$, fl. $\omega = 0$. Das Gefäss bleibt in Ruhe. b) Die Geschwindigkeit der Mühle nimmt zu; dann ist $\omega' > \omega''$, fl. ω negativ. Das Gefäss rotirt in negativem Sinne. c) Die Bewegung der Mühle wird durch Verringern der Lichtintensität gehemmt; dann ist $\omega' < \omega''$, fl. ω positiv. Das Gefäss dreht sich in positivem Sinne, d. h. ebenso wie die Flügel.

Da diese Schlüsse mit der Erfahrung übereinstimmen, so wird man als Ursache der Radiometerbewegungen die Gasresiduen ansehen dürfen.

Einige der unter Nr. 27 erwähnten Erscheinungen lassen sich durch die Annahme erklären, dass der moleculare Druck hauptsächlich in einer zur Flügelfläche normalen Richtung wirkt.

Crookes hält in neuerer Zeit an der von Johnstone Stoney aus der mechanischen Gastheorie (Phil. Mag. (5) I. p. 177—182. 305—314. [1876]) gegebenen Erklärung fest, die von ihm an vielen Versuchen (z. B. an denen unter Nr. 19) geprüft worden ist, und die sich bis jetzt bewährt hat. Nach ihr rührt die Abstossung von den innern Bewegungen der Moleküle des verdünnten Gases her. Wenn das Gas relativ dicht und also die mittlere Weglänge gegen die Dimensionen des Gefässes klein ist, so halten die von der erwärmten Fläche zurückprallenden und deshalb sich schneller bewegenden Moleküle die, welche sich langsamer und nach der erwärmten Fläche hin bewegen, zurück, so dass diese hinter die erwärmte Fläche weiter gehen. Es nimmt die Zahl der auf die erwärmte Fläche treffenden Moleküle in dem Maasse ab, wie die Stärke der einzelnen Stösse zufolge der Er-

wärmung zunimmt. Trotz Temperaturverschiedenheit der beiden Flächen ist dann auf beiden Seiten der Scheibe Gleichgewicht vorhanden. Wenn aber bei grosser Verdünnung die mittlere Weglänge mit den Dimensionen des Gefässes vergleichbar geworden ist, so wird die Kraft der zurückprallenden, sich schneller bewegenden Moleküle theilweise oder ganz an den Wänden des Recipienten vernichtet, sodass die mit geringer Geschwindigkeit vorwärts drängenden Moleküle nicht mehr, wie im vorigen Falle, zurückgehalten werden. Die Zahl der die vordere, warme Fläche treffenden Moleküle, kommt also jetzt der Zahl derer, welche die hintere, kältere Fläche treffen, nahe und schliesslich ganz gleich. Da aber die Stösse gegen die wärmere Fläche stärker sind, so muss sie zurückweichen.

Wird das Gasresiduum, wenn man die Evacuirung bis an die äusserste Grenze treibt, noch im Stande sein, molekulare Bewegung anzunehmen, welche die Trägheit der Mühle überwindet? Und wird der Zustand des Residuums beim Verlust seiner Zähigkeit (inneren Reibung) noch als Gaszustand bezeichnet werden können, und nicht vielmehr als ein vierter natürlicher Zustand angesehen werden müssen?

Die verschiedene Wirkung von Licht und dunkler Wärme erklärt Crookes folgendermaassen: Strahlen von hoher Intensität gehen durch das Glasgefäss, ohne es zu erwärmen, und werden an der weissen Fläche einfach reflectirt, an der schwarzen Fläche aber absorbirt, wodurch die Temperatur derselben erhöht, molekulare Störung hervorgerufen und endlich Bewegung veranlasst wird. Strahlen von geringer Intensität jedoch gehen in grösserer Ausdehnung nicht durch das Glas, sondern werden von diesem absorbirt und erhöhen seine Temperatur. Die so erwärmte Glasstelle wird nun durch die Vermittelung der von ihr mit grösserer Geschwindigkeit zurückprallenden Moleküle zum abstossenden Körper, und der von ihrer innern Oberfläche ausströmende molekulare Druck stösst Alles zurück, was ihr irgend gegenüber kommt, ohne alle Rücksicht auf die Farbe der Oberfläche. Gt.

XIII. ***Ch. H. Gimingham.***[1]) ***Ueber eine neue Form der Sprengelschen Luftpumpe und von Vacuum-Zapfen*** (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 396—402).

Die von Herrn Gimingham verbesserte Sprengelsche Quecksilberpumpe, welche bei den neueren Versuchen von Crookes eine so wichtige Rolle spielt, gestattet rasches Arbeiten und möglichst hohe Verdünnung. Bei leerer Pumpe befindet sich der Träger des Gefässes *A* (Fig. I) bei *S* am Boden des Gestelles (wie es die punktirten Linien in der Figur andeuten). Die Lage von *S* ist so gewählt, dass bei vollem *A* das Quecksilberniveau in dem Behälter *B* eben über den Enden der Fallröhren *h, i, j* steht.

Befindet sich eine hinreichende Menge Quecksilber in *B* und öffnet man den Quetschhahn *K*, so fliesst es durch die biegsame Röhre (welche der Festigkeit wegen aus einer Röhre von Segeltuch (canvas) und 2 Gummiröhren besteht, sodass die erstere zwischen den beiden letzteren liegt) in der durch die Pfeile angedeuteten Richtung in den Behälter *A*, bis das Niveau in *A* und *B* dasselbe ist. *K* wird nun geschlossen und *A* bis *S'* gehoben (blos bis zu *S''*, wenn die Entleerung hinreichend weit vorgeschritten ist).

Das Quecksilber geht durch die Drei-Weg-Verbindung *L* und einen kurzen Kautschukschlauch aufwärts bis zum Quetschhahn *M*, dann die Glasröhre *a* in die Höhe, durch die Luft-Falle (air-trap) *b* und fällt, nachdem es über den Punkt *c* gestiegen ist, in das Giessloch (jet) *e*, wo es sich in 3 Säulen theilt, welche die 3 Fallröhren *h, i, j* versorgen. Endlich sammelt es sich, nachdem es eine gewisse Menge Luft bei seinem Niedergange mitgerissen, in *B*.

Die Evacuirung erfolgt durch den Arm *f*, der durch Quecksilberverbindungen (s. w. u.) und durch einen von Gimingham erfundenen Vacuum-Zapfen (vacuum-tap)

[1]) Bei dem Referat ist mit berücksichtigt: Mc Leod, Apparat zur Messung geringer Drucke [Phil. Mag. (4) XLVIII. p. 110—113. (1874)]

mit verschiedenen Apparaten verbunden ist. *g* ist eine Manometerröhre, die in das Gefäss *C* eintaucht, *k* ein Barometer und *l* ein Maassstab, der aus einer vom Boden an in Millimeter getheilten Glasröhre besteht, die vor jeder Ablesung am Manometer oder Barometer mit der Quecksilberoberfläche in *C* zur Berührung gebracht wird. *m* ist ein kleines Manometer mit engen Röhren, das jedoch durch eines mit weiteren Röhren ersetzt werden kann. *n* ist ein kleines Crookes'sches Radiometer, dessen Geschwindigkeit die Verdünnung beurtheilen lässt. Die Röhre *o* wird mit Schwefelsäure oder wasserfreier Phosphorsäure gefüllt.

Mit *f* steht durch die Spirale *P* der Apparat von Mc Leod (*r*, *q*, *p*) in Verbindung, welcher zur Messung geringer Drucke dient: Derselbe besteht zunächst aus zwei gleich weiten, in Millimeter getheilten, Glasröhren, der sogen. Volumröhre *q* und der sogen. Druckröhre *r*. In *q* wird das Gasresiduum comprimirt, an *r* der Druck gemessen. Die Theilung ist so eingerichtet, dass der Nullpunkt von *r* mit dem untersten (45) Theilstrich von *q* zusammenfällt. An *q* ist unten noch eine Kugel von etwa 48 Cc. Inhalt angeblasen. Durch die Röhre *p* kann, wenn man den Quetschhahn *N* öffnet, das zur Compression nöthige Quecksilber aufsteigen.

Das Verhältniss α des Volumens von *q* zu dem der Kugel (inclusive dem Röhrentheil unter derselben bis zum Communicationspunkt mit *r*) war 1 : 54.495. Bei den Druckmessungen wird der Hahn *N* geöffnet. Das Quecksilber steigt in *p* auf und hebt die Verbindung zwischen dem Gase in der Kugel, dem darunter befindlichen Röhrentheil und der Volumröhre und dem Gase in der Druckröhre u. s. f. auf. Schliesslich wird das ganze Gas der Kugel und der darunter und darüber befindlichen Röhre in die Volumröhre comprimirt. Die Spannung desselben ergiebt sich aus dem Niveau unterschied β des Quecksilbers in Volum- und Druckröhre (z. B. 66.9 Mm.). Dividirt man β durch $1 : \alpha$, so erhält man angenähert den ursprünglichen Druck γ des Gases ($66.9 : 54.495 = 1.228$). Addirt man γ zu β ($66.9 + 1.2$) und dividirt die Summe (68.1) noch-

mals durch $1:\alpha\,(=54.495)$, so erhält man den wirklichen Druck (1.2497).

Die erwähnten Quecksilberverbindungen sind kleine geblasene und sorgfältig gestöpselte Trichter, deren Durchschnitt Fig. I[a] zeigt: *a* Trichter, *b* Stöpsel, *c* Quecksilber, *d* Schwefelsäure. Der Stöpsel ist (mittelst Schmirgel, Fett u. s. f.) in den Hals des Trichters gut eingepasst. Die Schwefelsäure sichert den vollkommenen Contact zwischen dem Glas und dem Quecksilber.

Der Vacuum-Zapfen, eine der Haupt-Verbesserungen an dieser Pumpe, besteht aus den 3 Theilen *A*, *B*, *C* (Fig. I[b]): *A* ist ein gewöhnlicher in den Trichter *B* eingepasster Stöpsel; das untere Ende von *B* ist ein geschlossener Stöpsel, welcher sehr genau in *C* passt. In der Mitte des unteren (in *C* eindringenden) Theiles von *B* ist ein Loch *d* eingebohrt, in der Höhe einer ziemlich tiefen Rinne *e* im unteren Theile des Trichters *C*. Sind *A*, *B* und *C* zusammengesetzt, so kann *B* unabhängig von *A* und *C* gedreht werden, so dass *A* und *C* fixirt bleiben. Der „Zapfen" wird durch den Trichter *B* geschlossen, ausser wenn die Oeffnung *d* der Rinne *e* gegenüber ist; dann ist *A* mit *C* verbunden. Die Stöpsel können noch durch Quecksilber und Schwefelsäure vollkommen dicht gemacht werden. Wenn man *A* etwas hebt, sodass ein Tropfen Quecksilber aus dem Trichter herabfällt, und die kleine Oeffnung *d* bedeckt, so wird der „Zapfen" zu einer vollkommenen Quecksilberverbindung. Man kann dann Apparate von *A* entfernen oder an *A* befestigen, ohne ein Eindringen von Luft in das Vacuum unterhalb *C* befürchten zu müssen. Um den „Zapfen" wieder mit der Pumpe zu verbinden, wird der Stöpsel *A* entfernt und das *d* bedeckende Quecksilber mittelst einer feinen Pipette herausgenommen. Die kleine Quecksilberkugel in *d* muss durch einen amalgamirten Kupferdraht herausgeholt werden; sonst fällt sie beim Drehen des Zapfens auf die Seite des geringsten Druckes. Nach Entfernung des Quecksilbers wird *A* wieder eingesetzt und mit der Pumpe verbunden. Der „Zapfen" kann ohne Schaden für das her-

gestellte Vacuum gedreht werden. Steht der „Zapfen“ mit der Pumpe selbst in Verbindung, so braucht man das die Oeffnung *d* bedeckende Quecksilber nicht zu entfernen, da es beim Umdrehen des Zapfens gänzlich in die Pumpe läuft. In unserm Instrument sind 3 „Zapfen“ benutzt (*t*, *u*, *v* in Fig. I): *v*, am Entleerungsarm der Pumpe, verhindert das Eindringen von Luft, wenn ein anderer Apparat angeblasen wird; *t* und *u* verbinden die beiden geräumigsten Instrumente mit der Pumpe, nämlich das Radiometer und Mc Leod's Apparat, und gestatten, diese eventuell (der Raumverringerung wegen) abzusperren.

Die Luftfalle *b* (Fig. I) ist die von Crookes bei seinen ersten Arbeiten über „Strahlung“ benutzte und beschriebene; sie ist in Fig. II^c vergrössert. Die Röhre *a* ist bei *c* in *b* eingeblasen und geht ein Stück inwendig abwärts. Ihr Ende ist von einem kleinen Glashütchen *d* bedeckt, durch dessen vollständiges Abfallen innerhalb *b* die Entleerung der Luftfalle in die Pumpe ermöglicht wird. Dazu muss der Quetschhahn *M* (Fig. I) geöffnet werden, während *A* niedergelassen ist. Dann fällt das Quecksilber aus *b* in die Röhre *a* (Fig. I) und das Hütchen an den Boden von *b*, so dass die bei *c* (Fig. I^c) angesammelte Luft in die vorher entleerte Pumpe stürzen kann.

Die in der Röhre *a* (Fig. I) mechanisch mitgerissene Luft wird durch diese Falle gefangen und um *c* (Fig. I^c) herum angesammelt. Eine solche „Luftfalle“ ist auch zwischen dem Quetschhahn *N* und dem Apparate von Mc Leod nöthig. Folgt man dem Quecksilber von der „Falle“ aufwärts, so kommt man zu dem (Fig. I^d vergrösserten) Schwefelsäure-Zapfen, welcher zum Reinigen der Fallröhre und zum Zulassen von Luft dient. *a* ist ein Gefäss zur Aufnahme von Schwefelsäure; *b* ein Stöpsel und Trichter, gebohrt und resp. ausgehöhlt wie für einen „Vacuum-Zapfen“, nur hat der Stöpsel an der der Oeffnung entgegengesetzten Seite eine Rinne, welche soweit am Stöpsel abwärts geht, dass sie sich bei entsprechender Drehung mit der Trichter-Rinne ein wenig deckt. Bringt man die Stöpsel-Oeffnung der Trichter-Rinne gegenüber, so fliesst

Schwefelsäure von *a* in die Pumpe und gelangt mit dem Quecksilber zu dem Giessloch, um sich in die 3 Fallröhren zu vertheilen. Wird dagegen der Stöpsel so gedreht, dass die beiden Rinnen zusammenkommen, so fliesst das Quecksilber im Trichter zuerst hinein, gefolgt von Luft, deren Menge controlirt werden kann. Der einfache Stöpsel *c* hindert die Absorption von Feuchtigkeit durch die Schwefelsäure in *a*.

Das Giessloch *e* (Fig. I), mit Doppel-Stöpsel, kann leicht von der Pumpe getrennt werden, falls eine Aenderung erforderlich sein oder eine Hemmung vorkommen sollte. Es besteht da, wo sich das Quecksilber theilt, aus an das Glas geschmolzenem Platin. Die centrale Höhlung ist gerade, die beiden seitlichen sind unter einem kleinen Winkel gebohrt, um das Quecksilber in die Seitenröhren zu dirigiren. Der Doppel-Stöpsel ist so eingerichtet, dass erforderlichenfalls alle 3 Quecksilberströme durch die centrale Röhre herabgehen können. Gimingham hält diese Anordnung aber für weniger gut.

Die Spirale *W* (Fig. I) stellt eine elastische Verbindung zwischen Apparat und Pumpe her. Das Manometer *g* (Fig. I) ist durch eine Quecksilberverbindung an die Pumpe befestigt, um es leichter entfernen und reinigen zu können. Die Ablesungen an ihm und dem Barometer werden mittelst des an *l* verschiebbaren Schiebers *y* ausgeführt. Ein Spiegel hinter dem oberen Theil dieser Instrumente lässt den Fehler der Parallaxe vermeiden.

Ueber dem „Zapfen“ am Ende des Schwefelsäure-Behälters ist eine electrische Vacuum-Röhre *D* (Pole aus Aluminium in $^1/_8$ Zoll Entf.). Zwischen ihr und dem „Zapfen“ befindet sich ein kleines, mit Goldblatt gefülltes Gefäss *E*, das den Eintritt des etwa aus der Pumpe bis hierher dringenden Quecksilberdampfes in den betreffenden Apparat verhindern soll.

Der Behälter *A*, der mehr als 20 Pfd. Quecksilber fasst, ist an einem 5′ 6″ hohen und 11″ breiten Gestell in Rinnen auf und ab beweglich. Die Construction der Quetschhähne *K, M, N* ist aus Fig. I^e ersichtlich, sie be-

stehen aus einem Hebel *a*, der durch die Schraube bei *b* leicht niedergedrückt werden kann.

Die Fallröhren messen vom höchsten Quecksilberniveau in *B* bis zum Giessloch ungefähr 36″; der Durchmesser der seitlichen beträgt ungefähr 2 Mm., der der centralen $1^1/_4$ bis $1^1/_2$ Mm. Diese Dimensionen sind nach Gimingham's Erfahrung die zweckmässigsten. Hebt man *A* fünfmal und treibt das Quecksilber so fünfmal durch die Pumpe, so reducirt sich der Druck in einem Apparate von ungefähr 80 Cc. Inhalt auf 0.041 Mm. nach Mc Leod's Apparat.

Gt.

XIV. **L. Cailletet.** ***Ueber die Construction von Manometern, die, mit der Luft communicirend, die Messung hoher Drucke gestatten*** (C. R. LXXXIV. p. 82—83).

XV. **L. Cailletet.** ***Manometer, bestimmt zur Messung hoher Drucke*** (Mondes (2) XLII. p. 239—241).

XVI. **Mignon und Rouart.** ***Bemerkung über ein Manometer in Betreff der ersten Notiz von Cailletet*** (C. R. LXXXIV. p. 183—184).

Das Manometer von Cailletet besteht aus einer 70 M. langen und 2 Mill. weiten Rothkupferröhre, in deren oberes Ende ein Glasrohr eingekittet ist, und deren unteres Ende an ein weites mit Quecksilber gefülltes Reservoir angelöthet ist. Das obige Rohr wurde an einem Hügel in die Höhe geführt und dann der zu beobachtende Druck auf das im Reservoir befindliche Quecksilber übertragen. Die Erhebung des Quecksilbers in der Glasröhre lässt Drucke bis zu 34 Atmosphären bestimmen. Cailletet benutzt diese Vorrichtung zur Graduirung seiner Manometer für hohe Drucke; es sind diese ganz ähnlich den Quecksilberthermometern construirt. Wird auf ihre äussere Hülle ein Druck ausgeübt, so wird das Volumen des unteren Gefässes verringert, und die Flüssigkeit steigt im Capillarrohr. Aus der Grösse der Verschiebung lässt sich der einwirkende Druck bestimmen.

Mignon und Rouart haben ganz ähnliche Apparate

construirt; nur wenden sie statt des Glases Metall an und eliminiren die durch Temperaturerhöhungen bedingten Verschiebungen des Flüssigkeitsstandes. Sie schliessen dazu in die äussere Hülle zugleich mit der Flüssigkeit noch einen festen Körper, etwa ein Stück Glas, von solcher Grösse ein, dass das durch seine und der Flüssigkeit Ausdehnung bewirkte Steigen der letzteren im Capillarrohr genau compensirt wird durch das durch die Ausdehnung des äusseren Gefässes bedingte Sinken derselben.

Unter Benutzung eines tiefen Schachtes beabsichtigt Cailletet noch grössere Drucke zu messen und dann direct die Compressibilität der Gase zu bestimmen. Es würde dazu genügen, in den Schacht bis zu einer genau bestimmten Tiefe ein cylindrisches Gefäss aus Eisen von einer Länge von etwa 2 M. einzuführen, in dem sich der Apparat aus vergoldetem Glas befindet, den der Verf. bei seinen Untersuchungon über das Mariotte'sche Gesetz früher beschrieben[1]) hat. Ein enges langes Eisenrohr endigt in dem Eisengefäss und führt bis zur Erdoberfläche. Giesst man in dasselbe Quecksilber, so fliesst es hinab und man kann auf das untersuchte Gas einen Druck ausüben der genau der Niveaudifferenz des Quecksilbers in dem unteren Gefäss und der Eingussröhre entspricht.

E. W.

XVII. ***A. M. Worthington.*** ***Ueber die Gestalten, die Flüssigkeitstropfen annehmen, wenn sie auf eine ebene Fläche fallen*** (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 261—271).

Tropfen von Quecksilber oder Wasser, welche auf eine berusste, horizontale Glasplatte fallen, hinterlassen auf derselben eigenthümliche Zeichnungen, aus concentrischen Ringen und radialen Streifen bestehend. Die Entstehungsweise dieser Figuren, welche dem Verf. von Newall gezeigt wurden, hat derselbe im Laboratorium von Helmholtz näher untersucht.

Nachdem er sich überzeugt hatte, dass die blossen

[1]) C. R. LXX. p. 1131.

Figuren keinen Einblick in die Flüssigkeitsbewegungen gestatteten, aus denen sie hervorgingen, studirte er die Bewegungen selbst, indem er den Tropfen zu verschiedenen Zeiten, kurz nachdem er aufgefallen war, durch einen electrischen Funken beleuchtete. Die Glasplatte, auf welche der Tropfen aufschlug, war am einen Ende eines leichten Hebels, welcher sich um eine horizontale Axe drehen konnte, befestigt; der Hebel war durch ein Gegengewicht so balancirt, dass ein sehr geringer Druck auf die Glasplatte diese und somit den Hebel in Bewegung setzte. Indem sich dabei das eine Ende des Hebels, welches im Ruhezustande auf einem Drahte auflag, hob, wurde der Kreis einer galvanischen Kette unterbrochen; der Anker eines in diesen Kreis eingeschalteten Relaïs schnellte dadurch von dem jetzt unmagnetischen Hufeisenkern in die Höhe und zog dabei einen am Anker des Relais befestigten Platindraht aus einem Quecksilbernapf. Da die Berührungsstelle des Platindrahtes mit dem Quecksilber (so war die Anordnung getroffen) den Schluss für eine galvanische Kette bildete, in welche der primäre Kreis eines Inductionsapparates eingeschaltet war, so wurde jetzt an dieser Stelle der Kreis unterbrochen, und es entstand daselbst ein Oeffnungsfunke. Dieser Funke erschien also kurz, nachdem ein Druck von oben auf die Glasplatte, welche den Tropfen auffangen sollte, stattgefunden hatte, und wenn der Druck von dem Gewichte eines fallenden Tropfens herrührte, so wurde derselbe kurze Zeit nach seinem Aufschlagen momentan beleuchtet. Die Zeit selbst, welche zwischen dem Aufschlagen des Tropfens und dem Erscheinen des Oeffnungsfunkens verstrich, konnte geändert werden durch die Tiefe, bis zu welcher man den Platindraht in das Quecksilber eintauchen liess, oder durch die Kraft, mit welcher die Abreissfeder des Relaisankers gespannt wurde. Zum Zwecke einer gleichmässigeren Beleuchtung wurde die Glasplatte mit einem weissen Papierrande umgeben.

Der Verf. machte Versuche mit Quecksilber als einer die Platte nicht benetzenden, und mit Milch als einer be-

netzenden Flüssigkeit. Die letztere erwies sich in Folge ihrer Opalescenz zweckmässiger als ungefärbtes oder künstlich gefärbtes Wasser.

Im Allgemeinen sind die Formen, wie a priori zu erwarten ist, symmetrisch um eine verticale Axe. Sie stellen sich im Allgemeinen dar als eine oder mehrere zum Mittelpunkte der Figur d. h. der Stelle, wo der Tropfen zuerst die Platte berührt) concentrische Wellen; der Tropfen breitet sich zunächst aus, zieht sich dann wieder zusammen, die Wellenköpfe rücken einander näher, die Zahl derselben nimmt ab, im Mittelpunkte bildet sich eine sehr starke Erhebung, welche eine nahe cylinder- oder kegelförmige Spitze hat, die sich dann in Tropfen zusammenzieht, und so die Bildung von wieder aufwärts spritzenden Tropfen bedingt.

In anderen Fällen gehen von den flach ausgebreiteten Tropfen horizontale, armförmige Fortsätze aus, sodass der Tropfen die Gestalt eines Sternes hat. Die Zahl der Arme ist wechselnd, 6, 8, 12 und mehr. Diese Arme zerfallen gleichfalls bei entsprechender Länge in eine Anzahl einzelner Tropfen. Ihre Bildung, eine Abweichung von der vollkommenen Symmetrie um die verticale Axe, muss zufälligen äusseren Störungen, z. B. etwas Schmutz, kleinen Unebenheiten auf der Platte zugeschrieben werden. Ist dieser störende Einfluss nur gering, so zeigt der Tropfen am Rande nur kleine Kräuselungen, d. h. nur sehr kurze armförmige Fortsätze.

Das erste Stadium des Tropfens, welches beobachtet wurde, war stets sowohl bei Milch als bei Quecksilber, bei grossen und kleinen Tropfen und bei verschiedenen Fallhöhen das der grössten Ausbreitung. Daraus glaubt der Verf. mit Wahrscheinlichkeit schliessen zu können, dass vom Anschlagen des Tropfens bis zur grössten Ausbreitung stets dieselbe Zeit verfliesst, welches auch der Durchmesser desselben ist; „oder in anderen Worten, dass die Oscillation dem Gesetz einer einfachen elastischen Kraft folgt.“ Die einzelnen Erscheinungsweisen der Tropfen sind in der Originalabhandlung durch zahlreiche Figuren erläutert, von denen wir auf Tafel I Fig. II^a—II^h einige

wiedergeben. II^a—II^g wurden bei Anwendung von Milch, II^h von Quecksilber erhalten. Br.

XVIII. ***G. F. Rodwell.*** *Ueber die Wirkung der Wärme auf Chlor-, Brom- und Jodsilber* (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 280—291).

Die Arbeit bezieht sich vorzugsweise auf die Volumänderungen, welche die genannten Körper durch die Wärme erleiden. Daneben giebt sie noch Einzelnes über den Schmelzpunkt, die Farbe und Biegsamkeit derselben bei verschiedenen Temperaturen.

Um die Volumänderung (bez. die lineare Ausdehnung) zu messen, wurden von den Stoffen Stangen von $^3/_8$ bis $^1/_2$ Zoll Dicke und 6 Zoll Länge gegossen. Die Enden derselben wurden mit einer feinen Säge abgeschnitten, um ebene Flächen zu erhalten. Diese Stangen lagen auf Glasrollen in einem viereckigen Metallkasten, der als Wasser- oder Paraffinbad diente, und stiessen mit ihrem Ende an zwei kleine Glasstäbe, welche die Wand des Kastens wasserdicht durchsetzten, so jedoch, dass sie sich leicht in kurzen Hülsen ihrer Länge nach verschieben konnten. Von den ausserhalb des Kastens befindlichen Enden der beiden Glasstäbe berührte das eine eine mit einer Trommel versehene Mikrometerschraube, welche auf einem festen Träger angebracht war; das äussere Ende des anderen Glasstabes, welcher durch die gegenüberliegende Wand des Kastens hindurchging, stiess an den einen Hebel (nahe bei dem Drehungspunkte) eines Fühlhebelapparates. Dieser Apparat bestand aus zwei Hebeln; die Bewegung, welche das Ende des zweiten Hebels machte, wurde aber nochmals durch einen um eine Axe geschlungenen Faden (die Kette einer Spindeluhr) in eine Drehung umgesetzt; an der Axe befand sich ein 6 Zoll langer Zeiger, welcher sich über einem getheilten Halbkreis bewegte. — Die Höhe eines Schraubenganges der Mikrometerschraube betrug 0.01 Zoll. Eine Verschiebung um 0.0035 Zoll drehte den Zeiger des Fühlhebelapparates um 180°.

Einige Versuche, die Ausdehnung von Metallstäben zu bestimmen, gaben hinreichende Uebereinstimmung mit den Resultaten anderer Beobachter. Zur Erläuterung der Empfindlichkeit sei erwähnt, dass die Erwärmung eines 6 Zoll langen Silberstabes um 10° C, den Zeiger der Skala um 180° herumtrieb.

Wie die Erwärmung der Grundlage, auf welcher einerseits der Träger der Mikrometerschraube, andererseits der Fühlhebelapparat aufsassen, vermieden wurde, oder welche Temperatur den Glasstäben, die durch die Wände des Bades hindurchgingen, beigelegt wurde, ist nicht ausdrücklich angegeben, sondern nur als einer Schwierigkeit erwähnt.

Die Ausdehnung, welche die Substanzen beim Uebergang aus dem festen in den flüssigen Zustand erleiden, wurde mittelst eines kegelförmigen Platingefässes von bekanntem Inhalt ermittelt. Dasselbe wurde mit der Substanz beim Schmelzpunkt gefüllt, diese erstarren gelassen, das Gewicht derselben bestimmt, dann die entstandene Höhlung mit Quecksilber ausgefüllt und dessen Gewicht bestimmt.

Das allgemeine Resultat ist, dass sich Chlor- und Bromsilber ganz regelmässig mit wachsender Temperatur ausdehnen; beim Uebergang in den flüssigen Zustand nimmt das Volum sehr beträchtlich zu. Jodsilber zeigte dagegen, wie schon Fizeau für das Temperaturintervall − 10° bis + 60° C. gefunden hatte, eine schwache Zusammenziehung mit steigender Temperatur; zwischen 70°C. und 142° C. war der kubische Contractionscoefficient 0.00001749; zwischen 142° und 145°.5 C., bei welcher Temperatur das von der Schmelztemperatur sich abkühlende Jodsilber aus dem amorphen in den krystallinischen Zustand übergeht, zieht sich dasselbe sehr stark zusammen, der Contractionscoefficient steigt auf 0.004500; bei noch mehr steigender Temperatur dehnt es sich wieder aus; der Coefficient wurde zwischen 145°.5 und 300° C. zu 0.00002844 bestimmt; beim Uebergang aus dem festen in den flüssigen Zustand dehnt es sich sehr stark aus; Jodsilber schmilzt bei einer Temperatur, welche der Verf. auf 450° C. schätzte

(worauf sich die Schätzung stützt, habe ich nicht aus der Arbeit ersehen können. d. Ref.); von da an bis zu ungefähr 750° C. scheint sich Jodsilber nicht stärker auszudehnen als Platin, und wurden deshalb die Coefficienten beider Stoffe einander gleich gesetzt. Indem der Verf. endlich zwischen den Temperaturen −10° und +70° C. die von Fizeau beobachteten Werthe (kubischer Coefficient = 0.00000417) annimmt, statt des von ihm mittels seines Apparates beobachteten höheren Werthes, und die Voraussetzung macht, dass die Volumänderung von − 10° abwärts sich bis − 60° C. ebenso fortsetze wie über + 70° hinaus bis + 142°, berechnet er auch die Volumina bei − 10° C. und − 60° C., für welche letztere Temperatur Fizeau auf Grund einer ähnlichen Annahme ein Minimum der Dichtigkeit annimmt.

Von sämmtlichen drei Stoffen geben wir nach Rodwell folgende Zusammenstellung. Die erste Columne einer jeden Tabelle enthält die Temperaturen in Celsius-Graden, die zweite die entsprechenden Volumina, die eingeklammerten Buchstaben charakterisiren den Zustand des Körpers. Dabei bedeutet (f.) fest, (fl.) flüssig, (D.-M.) Dichtemaximum.

Jodsilber		Bromsilber		Chlorsilber.	
750	1.053	750	1.168	750	1.177
450	1.043 (fl.)	380	1.123 (fl.)	350	1.116 (fl.)
450	1.009 (f.)	380	1.048 (f.)	350	1.040 (f.)
145.5	1.000 (D.-M.)	300	1.039	300	1.035
142	1.016	200	1.027	200	1.025
70	1.017	100	1.016	100	1.015
−10	1.017	0	1.006	0	1.005
−60	1.017	−60	1.000	−60	1.000

Spec. Gewicht bei gewöhnlicher Temperatur.

	Ag J	Ag Br	Ag Cl
einmal geschmolzen	5.660	6.293	5.405
mehrmals „	5.675	6.245	5.505

Br.

XIX. ***G. F. Rodwell. Ueber die Wirkung der Wärme auf einige Chlor-Brom-Jodverbindungen des Silbers*** (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 292—303).

Es wurden in derselben Weise wie in der vorher besprochenen Arbeit zusammengeschmolzene Gemische von Ag Cl, Ag Br, Ag J untersucht von der Zusammensetzung:

Nr. 1.	Ag J,	$Ag_2 Br_2$,	$Ag_2 Cl_2$.	— Gehalt an Ag J	: 26 %
„ 2.	Ag J,	Ag Br,	Ag Cl.	— „ „ „	: 41 „
„ 3.	$Ag_2 J_2$,	Ag Br,	Ag Cl.	— „ „ „	: 58 „
„ 4.	$Ag_3 J_3$,	Ag Br,	Ag Cl.	— „ „ „	: 68 „
„ 5.	$Ag_4 J_4$,	Ag Br,	Ag Cl.	— „ „ „	: 74 „

In der Taf. I Fig. III gegebenen Curventafel sind die Volumina der einzelnen Gemische, sowie die des Chlor-, Brom- und Jodsilbers als Function der Temperatur graphisch dargestellt, und zwar geben die Ordinaten die Volumina, die Abscissen die Temperaturen. Die allgemeinen aus den Versuchen sich ergebenden Resultate sind die folgenden:

Alle Gemische zeigen zunächst beim Erwärmen von der Zimmertemperatur an eine Ausdehnung, welche nahezu proportional der Temperaturzunahme ist; bei sämmtlichen tritt aber bei fast derselben Temperatur (etwa 125 C.) eine rasche und beträchtliche Contraction ein, welche sich etwa bis zu 135 ° C. fortsetzt und dann wieder in eine Volumzunahme übergeht. Die Ausdehnung in diesem zweiten Stadium (von ca. 135° C. bis zum Schmelzpunkt) ist bei sämmtlichen stärker als die im ersten (von 0 bis 125°); beim Schmelzpunkt tritt eine sehr starke plötzliche Volumenzunahme ein; die geschmolzene Masse dehnt sich dann weiter aus, wie es die Regel bei Flüssigkeiten ist. Sonderbar ist es, dass die Ausdehnung im zweiten Stadium bei den Gemischen Nr. 2 und 3 stärker ist als die Ausdehnung derselben Stoffe im flüssigen Zustande.

Bei jedem der 5 Gemische giebt es also 3 Temperaturintervalle von solcher Beschaffenheit, dass jedes Volum in einem Intervalle wiederkehrt in den beiden anderen Intervallen bei anderen Temperaturen.

Jodsilber beginnt seine Contraction bei 142° C. und hat dieselbe vollendet bei höchstens 145°.5 C., d. h. nach einer Temperaturzunahme von 3°.5 C.; sämmtliche Gemische fangen dagegen schon ungefähr 20° C. früher an sich zusammenzuziehen, setzen die Contraction aber über ein grösseres Temperaturintervall fort; Nr. 2, 3, 4 und 5 beginnen dieselbe bei 124° C. und erreichen das Ende derselben bei 133° C.; Nr. 1 beginnt sie erst bei 125°.5 und beendigt sie rascher, nämlich schon nach 6° C. Temperatursteigerung; sonderbarer Weise steht also gerade dies Gemisch mit dem niedrigsten Gehalt an Jodsilber, was den Beginn und die Geschwindigkeit des Verlaufes der Contraction betrifft, dem reinen Jodsilber am nächsten; die Grösse der Contraction dagegen ist um so bedeutender, je höher der Gehalt an Jodsilber ist. Höchst überraschend ist ferner, dass bei den Legirungen mit einem höheren Gehalt an Jodsilber der absolute Betrag der gesammten Contraction, trotz der Gegenwart des $AgCl$ und $AgBr$, welche sich, wenigstens wenn sie isolirt sind, fortwährend mit der Temperatur ausdehnen, trotzdem grösser ist als der absolute Betrag der Contraction bei reinem Jodsilber selbst. Sobald aber die Contraction vorüber ist, dehnen sich umgekehrt diese Legirungen bis zum Schmelzpunkt stärker für gleiche Temperaturzuwachse aus, als der sich am stärksten ausdehnende Gemengtheil der Legirung.

Die specifischen Gewichte sind: Nr. 1: 6.152; Nr. 2: 6.1197; Nr. 3: 6.503; Nr. 4: 5.9717; Nr. 5: 5.907. Sie sind sämmtlich grösser als dem Mittel ihrer Componenten entspricht. Genauere Vergleichungen von Zahlen, die berechnet wären unter der Annahme einer einfachen Mischung mit den beobachteten, gibt der Verfasser nicht. Br.

XX. ***E. Gelin.*** ***Beitrag zur Geschichte der mechanischen Wärmetheorie*** (Les Mondes XLII. p. 154—161).

Herr Gelin macht darauf aufmerksam, dass an der Begründung der mechanischen Wärmetheorie die Italiener

einen nicht unbedeutenden, jedoch noch wenig beachteten Antheil haben. Er übersetzt, um denselben allgemeiner bekannt zu machen, einige Seiten aus einem neuen Aufsatz von Purgotti, über die Verbrennung [1]). Der Verf. desselben setzt darin auseinander, wie er durch verschiedene Betrachtungen, besonders durch Erwägung der beiden bekannten Versuche von Rumford und Davy, schon sehr früh, als Davy selbst über das Wesen der Wärme noch im Zweifel war, zu der Schlussfolgerung gelangt sei, alle Erscheinungen der Wärme, wie des Lichts, müssten nothwendig als Bewegungserscheinungen aufgefasst werden; und er erzählt, dass er in seiner Antrittsvorlesung an der Universität zu Perugia, über die Verbrennung, im Jahre 1827 den Satz ausgesprochen, die Wärmeentwickelung bei chemischen Verbindungen rühre von einer Bewegung der kleinsten Theilchen her, welche den zwischen ihnen befindlichen Aether in eine mehr oder weniger schnelle Schwingung versetze. Weiter hebt Purgotti die Verdienste hervor, welche sich drei andere italienische Gelehrte um die Begründung der mechanischen Wärmetheorie erworben haben: Paoli de Pesaro, durch seine Untersuchung über molekulare Bewegung bei festen Körpern; Fusinieri, durch seine auf zahllose von ihm angestellte Experimente sich stützenden Aufsätze über die Molekularkräfte; B. Bizio, durch sein Werk: Chemische Dynamik. E. L.

XXI. **Aymonnet.** *Diathermansie der Metalle und des Papieres* (C. R. LXXXIV. p. 259—260).

Der Verfasser zieht aus seinen Versuchen und den von Wiedemann und Franz über die Schnelligkeit, mit der sich das Temperaturgleichgewicht in Metallstangen herstellte, folgende Schlüsse: 1) Dass die Metalle und das Papier nicht, wie man annimmt, adiatherman sind, 2) dass sie adiathermaner sind für dunkele von Metallplatten unter 100° ausgesandte Wärmestrahlen, als für leuchtende Strahlen, 3) dass sie die Wärme weniger absorbiren als das

[1]) Cenni storici ragionati etc. per Seb. Purgotti, p. 7 und d. f.

Wasser, und 4) dass eine Beziehung zwischen dem Absorptionsvermögen eines Körpers und seiner Leitungsfähigkeit besteht. E. W.

XXII. ***J. L. Soret.*** *Spectroskop mit fluorescirendem Oculare* (Arch. sc. phys. LVII. p. 319—333).

Herr Soret bringt in der Focalebene eines Spectroskopes eine durchsichtige fluorescirende Schichtan, welche mit Hilfe eines gegen sie geneigten Ramsden'schen Oculares betrachtet wird.[1]) Als fluorescirende Substanz empfiehlt sich Uranglas, namentlich für die äussersten ultravioletten Strahlen von N an; zwischen H und N wird mit grösstem Vortheil eine Schicht ($^1/_2$ Mm.) von Aesculinlösung verwandt. Es ist dabei gut, durch ein Kobaltglas das weniger brechbare diffuse Licht abzuhalten. Vergleichungen mit den durch Photographie erhaltenen Resultaten Cornu's, zeigten, dass hinsichtlich der Empfindlichkeit für das Detail das Auge dem photographischen Apparate nachsteht, dass aber bei Anwendung des fluorescirenden Oculars immerhin eine vollständig zufriedenstellende Genauigkeit erreicht wird, während die Handhabung unvergleichlich einfacher und schneller ist.

Das fluorescirende Ocular lässt im gewöhnlichen Spectroskope mit nicht zu stark dispergirenden Flintglasprismen das ultraviolette Spectrum bis N wahrnehmen; für weiter gehende Beobachtungen hat Soret mehrere Spectroskope aus Quarzlinsen und Kalkspathprismen construiren lassen.

Das eine Spectroskop (à vis. dir.) enthält 2 rechtwinklige Kalkspathprismen (20° 16′, 69° 44′) in der Herschel-Browning'schen Disposition, welche nur das ordentlich gebrochene Spectrum liefern. Mittels desselben beobachtet man das Sonnenspectrum bis R. Wesentlich ist die Abblendung der extraordinären Strahlen durch ein Foucault'sches Prisma, möglichste Abhaltung reflectirten

[1]) Vergl. Arch. XLIX. p. 338. Eine ganz ähnliche Disposition hat bereits 1866 Herr Baille (Annales du conservatoire des Arts et Métiers 1866. T. VII) getroffen; derselbe neigt aber ein mit Chinin getränktes Papier unter 45° gegen die Fernrohraxe, eine Anordnung, vor der die Soret'sche erhebliche Vorzüge besitzt.

Lichtes durch Diaphragmen und genauester Schliff der Prismen. Grössere Ausdehnung des zu beobachtenden Spectrums zeigte ein Spectroskop nach Steinheil'schem Muster mit einem Kalkspathprisma von 60°, die Kante parallel zur optischen Axe.

Das Material des Heliostatenspiegels ist bei der Beobachtung von Einfluss. Glasspiegel sind selbstverständlich zu verwerfen, aber auch Silberspiegel sind für die Beobachtungen über *R* nicht besser. Sehr gute Resultate liefert ein Argentanspiegel.

Das Lichtbündel wird durch eine Quarzlinse von 1.4 M. Brennweite auf den Spalt concentrirt. Der Collimator muss durch Trieb und Zahnstange verstellbar sein, weil der Nichtachromatismus der Quarzlinsen eine wechselnde Regulirung des Abstandes des Spaltes verlangt. Aus dem nämlichen Grunde muss das Ocular beträchtlich verstellt werden können.

Mit diesem Spectroskope liessen sich unter günstiger Beleuchtung die Linien *R*, *S* und selbst *T* wahrnehmen. Es eignet sich sehr gut für die Beobachtung ultravioletter Metallspectren, namentlich wenn man den Spalt beseitigt und den Funken des Inductionsapparates im Focus des Oculars erzeugt. Ein störender Umstand bei spectralanalytischen Beobachtungen mittels der Quarzapparate ist die verschiedene Drehung der Polarisationsebene für die verschiedenen Strahlen. Schon die theilweise Polarisation am Heliostatenspiegel kann lästig werden, und bei Beobachtung polarisirten Lichtes wird an einzelnen Stellen die Intensität ganz erheblich vermindert. Soret compensirt deshalb eine rechts drehende Planconvexlinse durch eine gleiche links drehende.

Endlich hat der Verfasser ein ähnliches Spectroskop von geringeren Dimensionen construiren lassen, welches direct, ohne Zwischenkunft eines Spiegels Lichtstrahlen der verschiedensten Richtungen leicht untersuchen lässt und vielleicht auch an astronomischen Reflectoren, deren Spiegel freilich nicht von Silber sein dürften, vortheilhaft zu verwenden wäre. Beobachtungen des Sonnenspectrums auf

dem Dent du Midi (3180 M.) haben gezeigt, dass die Intensität des ultravioletten Lichtes beträchtlich von der Dicke der durchstrahlten Luftschichten abhängt; dagegen war die Ausdehnung des Spectrums keine grössere. Es liessen sich jenseits *T* keine Strahlen beobachten. Demnach würden die Strahlen noch kürzerer Wellenlängen von der Sonnenatmosphäre absorbirt. Die Erdatmosphäre übt auf das übrige Spectrum ausser der electiven Absorption durch Wasserdampf u. s. w. eine continuirliche aus, die Soret namentlich den suspendirten festen und flüssigen Theilchen zuschreibt. Zn.

XXIII. ***J. W. Clark.*** *Ueber die Spectra der Blitze* (Chem. News. XXXV. p. 2).

Von neunzehn während eines Gewitters ihrer Helligkeit wegen mit Sicherheit beobachteten Blitzspectren zeigten elf Sauerstoff- und Stickstofflinien (zuweilen traten anscheinend auch Wasserstofflinien auf). Die acht übrigen waren continuirlich und ohne helle Streifen. Einige andere schwache oder mit nicht richtig gestelltem Spectroskope beobachteten Blitze zeigten nur gewisse Theile des Spectrums, namentlich das rothe Ende; doch wurde auch die Region *D* bis *F* oder *D* bis *E* gleichmässig weiss erhellt wahrgenommen, eine Erscheinung, die Clark früher auch bei sehr hellen Blitzen gefunden hatte.

Die vorstehend wiedergegebene Notiz enthält keine Angaben darüber, wie die beobachteten Linien mit bekannten identificirt werden konnten. Zn.

XXIV. ***Br. Radziszewski.*** *Untersuchungen über Hydrobenzamid, Amarin und Lophin* (Ber. d. ch. Ges. X. p. 70—75).

XXV. ***Br. Radziszewski.*** *Ueber die phosphorescirenden organischen Körper* (C. R. LXXXIV. p. 305—306).

XXVI. ***E. Chevreul.*** *Bemerkungen zu dem obigen Aufsatze von Radziszewski* (C. R. LXXXIV. p. 323—325).

Zunächst fand der Verf., dass das Lophin weder beim Reiben noch beim Auskrystallisiren leuchtet, dass aber alle

drei Substanzen, sowie das Rohproduct der Einwirkung von alkoholischem Ammoniak auf Benzil leuchten, wenn man sie mit alkoholischer Kalilauge unter gleichzeitigem Sauerstoffzutritt in Berührung bringt. Dass der Sauerstoff wesentlich ist, ergab sich daraus, dass in einer Wasserstoffatmosphäre sich kein Leuchten zeigte. Die das Leuchten bedingenden chemischen Processe verlaufen äusserst langsam; und scheint gerade in der Langsamkeit der Reaction eine wesentliche Bedingung für die Erscheinung zu liegen. Die unbeständigste Verbindung, das Hydrobenzamid, leuchtet am schwächsten, das Amarin stärker und am stärksten das Lophin. Weitere Versuche ergaben, dass auch das Paraldehyd $(C_2 H_4 O)^3$, das Metaldehyd $(C_2 H_4 O)^n$, das Aldehydammoniak $(C_2 H_4 OH NH_2)$, das Furfurin $C_{15} H_{12} O_3 N_2$, das Hydroanisamid $C_{24} H_{24} O_3 N_2$, das Anisidin $C_{24} H_{24} O_3 N_2$, das Hydrocinnamid $C_{27} H_{24} N_2$ und das Hydrocuminamid unter denselben Verhältnissen wie die ersten drei Körper leuchten. Es sind alle diese Substanzen polymere Aldehyde oder Producte der Einwirkung des Ammoniaks auf Aldehyde; die ersten zerfallen direct in zwei einfache Aldehyde, die letzteren dagegen nehmen in Berührung mit der alkoholischen Kalilauge die Elemente des Wassers auf und zerfallen in Aldehyde und Ammoniak. Es ist also die langsame Oxydation der Aldehyde im nascirenden Zustande und in Gegenwart von Alkalien die Ursache der Phosphorescenz. Weitere Mittheilungen behält sich der Verfasser vor.

Der Aufsatz von Chevreul enthält nur chemische Bemerkungen.

E. W.

XXVII. ***J. Macé. Ueber die Polarisationsbüschel in optisch zweiaxigen Krystallen*** (J. de phys. VI. p. 10—16).

Schneidet man eine Krystallplatte so, dass ihre Grenzflächen senkrecht zu der einen optischen Axe stehen, so sind die betreffenden Büschel Hyperbeln; und es gelten für sie folgende Sätze: Die Schnittlinie der Ebene der optischen Axen mit der Grenzfläche und die Tangente im

Scheitel des betreffenden Büschels bilden gleiche Winkel mit der Schnittlinie der Polarisationsebene des einfallenden Strahles, und: Dreht man die Platte um einen bestimmten Winkel um die Axe des Apparates, so dreht sich die Tangente im Scheitel des Büschels in entgegengesetzter Richtung um einen gleichen Winkel. Den letzten Satz hat der Verf. auch experimentell geprüft. E. W.

XXVIII. ***A. Barat.*** *Ueber den Versuch des electrischen Portraits von Franklin* (J. de Phys. VI. p. 20—21).

Herr Barat giebt eine bequemere Methode für den alten Versuch, durch electrische Zerstäubung eines Goldblattes auf Seide oder Papier Abdruck von Bildern zu erzeugen, deren Contouren durchlöchert oder eingeschnitten waren. Er empfiehlt nämlich, einfach eine Glasplatte auf das Goldblatt zu drücken und, wenn es haftet, auf letzteres das Bild und darauf Papier zu legen. Wird Alles zusammengepresst und die electrische Batterieentladung durch das Goldblatt geleitet, so reproduciren sich die durchlöcherten Contouren in Purpur auf dem Papier. — Eine zweite Entladung darf man nicht hindurchleiten, sonst zerbricht regelmässig das Glas. W. F.

XXIX. ***Herbert Tomlinson.*** *Ueber die Aenderung des galvanischen Leitungswiderstandes von Drähten durch Dehnung* (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 451—453. 1876).

Zwei gleiche Stücke der Drähte von etwa je 4 M. Länge wurden vermittelst einer Wheatstone'schen Brücke auf ihre Widerstände verglichen, während der eine von ihnen durch Gewichte gedehnt wurde. Vorher war derselbe mit grösseren Gewichten belastet worden, um eine dauernde Dehnung zu vermeiden.

In allen Fällen war die Aenderung des Widerstandes proportional der dehnenden Kraft. Für einen Cubikcentimeter der Drähte sind die Dehnungen D, resp. Widerstandsänderungen A bei Belastung mit einem Gramm:

	D	A	A:D
3 Stahldrähte	$5082—5665 . 10^{-13}$	$1875.5 . 10^{-12}$	3.525
3 Eisendrähte	$4896—5938 . 10^{-13}$	$2132.2 . 10^{-12}$	3.951
1 Messingdraht	$10120 . 10^{-13}$	$2244.9 . 10^{-12}$	2.203

Im Eisen und Stahl ist also die relative Aenderung des Widerstandes im Verhältnisse zur Dehnung grösser als im Messing.

Auch wenn aus der Torsion der Drähte und der Verlängerung durch Belastungen die Querschnittsänderung derselben berechnet wurde, ergab sich, dass die Veränderung des Widerstandes durch die Aenderung der Dimensionen der Drähte nicht allein erklärt werden konnte. Der Ueberschuss über die aus letzterer abgeleiteten Werthe des Widerstandes war namentlich beim Eisen und Stahl bedeutend.

G. W.

XXX. ***E. Duter.*** ***Ueber die Vertheilung des Magnetismus auf kreisförmigen und elliptischen Stahlplatten*** (Ann. de l'école normale V. p. 217. 1876).

Es wurden drei kreisförmige, sorgfältigst polirte Stahlplatten von 20, 25 und 30 Ctm. Durchmesser, sowie zwei elliptische Platten, deren Axen resp. 20 und 30 Ctm. betrugen, und deren magnetische Axe entweder in der Richtung der kleinen oder der grossen Axe lag, und endlich eine elliptische, in der Richtung der grossen Axe magnetische Platte, deren Axen 20 und 30 Ctm. lang waren, untersucht.

Die Platten wurden durch Einlegen in eine starke flache, sie ganz umhüllende Magnetisirungsspirale zur Sättigung magnetisirt. Auf dieselben wird ein kleiner sphärischer Eisencontact gebracht, der an der einen Schale einer Wage hängt. Die andere Schale trägt unten eine Spiralfeder, deren unteres Ende durch einen um die Axe einer Mikrometerschraube gewundenen Faden so lange gespannt wird. bis der Contact abreisst. Man kann die jeweilige Verlängerung der Feder direct mit den sie bewirkenden Gewichten vergleichen. Der freie Magnetismus wird der

Quadratwurzel der zum Abreissen erforderlichen Kraft proportional gesetzt.

Auf jeder Platte wurden auf zwei gegen die neutrale Linie um 30 und 45° geneigten Durchmessern in allen vier Quadranten der Platten in aequidistanten Punkten vom Mittelpunkte aus die zur Abreissung des Contactes erforderlichen Kräfte gemessen; sie waren an correspondirenden Punkten der vier Quadranten einander gleich. Je näher die Diameter der neutralen Linie liegen, desto schwächer ist der Magnetismus auf denselben. Sodann wurde die Vertheilung des freien Magnetismus auf verschiedenen, auf der neutralen Linie errichteten Ordinaten untersucht und graphisch verzeichnet. Als Resultate der Versuche ergab sich:

Die Gesammtmenge des auf den kreisförmigen oder elliptischen Oberflächen verbreiteten freien Magnetismus ist proportional den magnetisirten Oberflächen. Derselbe ist nach hyperbolischen Fäden vertheilt, deren y-Axe das in dem Mittelpunkt der Platte auf der neutralen Linie des Magnets errichtete Loth ist.

Auf jeder Hyperbel ist der freie Magnetismus durch:

$$M = A\,(a^{h} - a^{-h}) \tag{1}$$

gegeben, wo A und a Constante sind, die für jeden Faden verschieden sind, h der Abstand des betreffenden Punktes längs der betrachteten Hyperbel von ihrem Durchschnittspunkt mit der neutralen Linie. Je kürzer der Faden ist, desto kleiner ist a, desto grösser A.

Der freie Magnetismus auf dem Ende jedes hyperbolischen Fadens ist durch die Formel:

$$M_e = \frac{2\,L}{\pi}\,\text{arc. tg}\,\frac{h_1}{k} = A\,(a^{h_1} - a^{-h_1}) \tag{2}$$

gegeben, wo h_1 die ganze Länge des Fadens bis zum Ende ist, L und k Constante sind, die nur von der Natur des verwendeten Stahles abhängen, wobei für k die Bedingung gilt, dass der Magnet im Verhältniss zu seiner Länge nicht zu schmal wird. k ist bei den Versuchen gleich 13.213, L gleich 17.1011.

Die Gesammtmenge auf jedem hyperbolischen Faden ist dem Quadrat der Intensität des freien Magnetismus am Ende dieses Fadens proportional, sodass

$$M_s = C A^2 (a^{h_1} - a^{-h_1})^2 \tag{3}$$

ist, wo C eine neue, von der Natur des Stahles abhängige Constante ist (bei den Versuchen gleich 0.6491). Durch die Formeln (2) und (3) sind A und a vollständig für jeden Faden von der Länge h_1 bestimmt.

Auf allen Durchmessern der kreisförmigen Magnete ist a constant, A ändert sich nach einem andern Gesetze wie auf den Hyperbeln.

Die Linien gleicher Spannung sind transcendente Curven von der Gleichung:

$$\frac{x^2}{a^2 + b^2} + \frac{h^2}{b^2} = 1,$$

wo a die halbe Länge der neutralen Linie, b der Abstand des Durchschnittspunktes der betrachteten isodynamischen Curve mit der Linie der stärksten Magnetisirung von dem Mittelpunkte, h die oben definirte Länge des bis zu jedem Punkt der Curve reichenden Hyperbelbogens ist.

Dass die Methode des Abreissens eines Eisencontactes von verschiedenen Stellen eines Magnetes nicht genaue Resultate geben kann, habe ich schon Galv. B. II. §§ 439. 441 erwähnt. Auch dürfte das Gesetz, dass das Quadrat des freien Magnetismus am Ende der hyperbolischen Fäden ihrem gesammten freien Magnetismus proportional ist, nur ein rein empirisches sein; vielmehr ist der letztere gleich dem freien Magnetismus des mittelsten Moleküles auf der neutralen Linie (vgl. van Rees. Galv, II. §. 279). G. W.

XXXI. **Archereau.** ***Kohlenstäbe mit Beimischung verschiedener Substanzen für electrische Beleuchtung*** (C. R. LXXXIV. p. 137).

XXXII. **Gauduin.** ***Desgleichen*** (C. R. LXXXIV. p. 218—219).

Archereau hat dem Kohlenpulver, welches zur Herstellung der Kohlenstäbe für die Erzeugung des electrischen

Lichtes verwendet wird, Magnesia beigemischt, und dadurch sehr harte, ohne Rückstand verbrennende Stäbe erhalten. Die Helligkeit des Lichtbogens zwischen denselben ist 1.34 mal so gross, als ohne Anwendung der Magnesia. Bei Beimischung anderer Substanzen (je 5 %) zu den Kohlen, z. B. von phosphorsaurem Kalk, beobachtete Gauduin eine noch bedeutendere Verstärkung der Helligkeit, bis auf das doppelte. Das Calcium wird dabei an der negativen Electrode reducirt und verbrennt daselbst mit rother Flamme. Chlorcalcium, borsaurer und kieselsaurer Kalk geben weniger helles Licht; die Säuren scheinen zu entweichen; Kieselsäure beeinträchtigt die Leitungsfähigkeit der Kohlen und vermindert die Helligkeit. Thonerde und kieselsaure Thonerde werden nur durch sehr starke Ströme reducirt; dann verbrennt das an der negativen Electrode auftretende dampfförmige Aluminium wie eine Gasflamme mit bläulichem, wenig leuchtendem Licht. Magnesia, borsaure und phosphorsaure Magnesia geben ebenso an der negativen Electrode die weisse Magnesiumflamme.

Die bei allen diesen Versuchen auftretenden Rauchwolken von Kalk, Magnesia u. s. f. beeinträchtigen sehr die Anwendung solcher Beimischungen. G. W.

XXXIII. ***Bürgin.*** *Electrodynamische Maschine* (Dingl. J. Bd. 223. S. 177—182).

Auf eine Axe sind nebeneinander vier von Eisenstäben gebildete rechtwinklige Kreuze aufgesetzt, so dass jedes folgende um 22.5° gegen das vorhergehende gedreht erscheint. Die Eisenstäbe sind mit Spiralen umwunden, deren Enden der Axe entlang zu einem aus 8 einzelnen Abtheilungen bestehenden Kupferring geführt sind, so dass der Anfangs- und Enddraht zweier aufeinander folgender Spiralen in derselben Abtheilung münden. Metallbürsten, welche mit ihren Drähtchen oben und unten auf mindestens je zwei Abtheilungen des Kupferringes schleifen, vermitteln die Weiterleitung der inducirten Ströme. Die auf die Axe aufgesetzten Eisenkreuze rotiren zwischen den cylindrisch

ausgedrehten Halbankern eines Electromagnetes, durch dessen Drahtwindungen die inducirten Ströme selbst geleitet werden. Für die erste Magnetisirung genügt der Erdmagnetismus. Man erhält mit dieser Maschine, wie mit der von Gramme, continuirliche Ströme.

Die Eisenkerne werden hohl genommen und der Länge nach aufgeschlitzt, um die Zeitdauer der Aenderung ihres Magnetismus zu verringern. Da ihre Enden viel näher an die Magnetpole kommen können, als der mit Draht umwundene Eisenring der Gramme'schen Maschine, so erscheint die Wirkung günstiger. Auch stellt sich bei der Maschine von Bürgin nicht eine Schwächung der Magnetisirung der gekreuzten Eisenkerne ein, wie bei der Maschine von Gramme, wo in jedem Moment die beiden Hälften des rotirenden Eisenringes mit gleichnamigen Polen aneinander stossen. G. W.

XXXIV. *G. F. Fitzgerald. Ueber die Drehung der Polarisationsebene des Lichtes bei Reflexion von einem Magnetpol* (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 447—450. 1876).

Nach den Beobachtungen von Kerr wird die Polarisationsebene eines von der polirten Endfläche eines starken Electromagnetes reflectirten Lichtstrahles gedreht. Lässt man auf dieselbe durch ein polarisirendes Nicol'sches Prisma einen Lichtstrahl fallen und stellt in den Weg des reflectirten Strahles ein analysirendes Nicol, in der Lage, dass das Licht vor der Magnetisirung ausgelöscht wird, so erscheint es bei der Erregung des Magnetes wieder.

Fitzgerald lässt bei diesen Versuchen das Licht von der vertical gestellten, polirten Endfläche eines Halbankers eines starken Electromagnetes in einem Winkel von etwa 60 Grad reflectiren. Derselben steht die zu einer verticalen Schneide zugeschärfte Endfläche des zweiten Halbankers nahe der Reflexionsstelle in kleiner Entfernung gegenüber. Die Richtung der Drehung der Polarisationsebene entspricht der der Molekularströme des Magnets. Ist das Licht beim Magnetisiren wieder aufgetreten, so kann es

durch Drehung des analysirenden Nicols nicht wieder völlig auf seine frühere Dunkelheit gebracht werden.

Wird nach Barrett's Vorschlag auf die reflectirende Fläche ein dünnes, diamagnetisches Goldblatt gelegt, so zeigt sich keine Wirkung des Magnetes auf das reflectirte Licht.

Nach Fitzgerald würde auch bei der Reflexion das linear polarisirte Licht als aus zwei entgegengesetzt circular polarisirten Strahlen zusammengesetzt anzusehen sein, von denen für den einen, z. B. den rechts herum schwingenden, bei der Reflexion von einem Südpol der Brechungsindex kleiner wäre, als für den links herum schwingenden. Die Intensitäten der den ersteren Strahl herstellenden in und senkrecht zu der Einfallsebene polarisirten Componenten des linear polarisirten Lichtes wären also nach der Reflexion grösser als die der Componenten des letzteren. Es würden also die ersteren, einander gleichen und entgegengesetzten Componenten der beiden reflectirten Strahlen in der Richtung senkrecht zur Einfallsebene, nach der Magnetisirung sich nicht mehr aufheben, sondern die Componente des rechts schwingenden Strahles würde überwiegen. In Folge der Richtungsänderung des reflectirten Strahles liegt diese nach der rechten Seite. Man erhält also bei der Reflexion zwei auf einander senkrechte, linear polarisirte Strahlen von verschiedener Phase, die im Allgemeinen elliptisch polarisirtes Licht ergeben; nur bei dem Einfallen des Lichtes im Polarisationswinkel würde das reflectirte Licht linear polarisirt, und die Schwingungsebene desselben gedreht sein. G. W.

XXXV. ***Becquerel. Ueber electrocapillare Wirkungen*** (C. R. LXXXIV. p. 145—151. 1877).

Die eine von zwei mit einem Galvanometer verbundenen Electroden taucht man in ein Gefäss voll Wasser, die andere in ein Gefäss mit einer andern Flüssigkeit. Die Gefässe werden verbunden, indem man einen Finger jeder Hand hineinsenkt. Der so entstehende Strom

soll von der Wirkung der beiden Flüssigkeiten auf die Haut herrühren. (Allein? G. W.) Die Säuren sollen gegenüber der Haut electronegativ, die Alkalien electropositiv sein. In Schwefelnatrium sollen die Hautporen im Innern der Finger negativ, ausserhalb positiv sein; in Säuren würde das Umgekehrte eintreten. Aehnliche Erscheinungen sollen zwischen Eigelb und Eiweiss im Ei eintreten, wobei ersteres electronegativ ist. Es sollte also während der Bebrütung durch die electrocapillaren Ströme in der trennenden Haut ersteres reducirt und das Eiweiss oxydirt werden. Ebenso sollen Bouillon und Wein electronegativ gegen venöses Blut sein, also in der Magenhaut electrocapillare Ströme erzeugen, wodurch die Magenflüssigkeit reducirt, das Blut oxydirt wird u. s. f.

Trennt man eine Lösung von Schwefelnatrium von einer Lösung von salpetersaurem Kupfer durch eine mit einem Riss versehene Glasröhre, so scheidet sich an dem Riss, wie Becquerel schon zu sehr oft wiederholten Malen erwähnt hat, durch den sogenannten Electrocapillarstrom Kupfer aus. Leitet man durch zwei Platinelectroden den Strom einer Säule durch den Riss, so wird je nach der Richtung ganz selbstverständlich dieser Niederschlag verstärkt oder verhindert.

Bei der Trennung von Bleioxydkali und einer Lösung von salpetersaurem Blei durch eine gesprengte Röhre soll auf dem Riss krystallisirtes Bleioxyd entstehen. Wird die Röhre mit Schwefelnatriumlösung gefüllt und in Chlorberyllösung gesenkt, so soll sich krystallisirtes Beryllium, in Silber- oder Goldlösungen, krystallisirtes Gold oder Silber absetzen. Wird um die Röhre ein Platindraht gewickelt, der mit einer Zink- oder Platinplatte verbunden ist, welche in die Schwefelnatriumlösung taucht, so addirt sich der entstehende Strom zu dem Electrocapillarstrom, und die Metallkrystallisationen werden noch schöner.

Die Capillarströme sollen, wie Becquerel schon oft behauptet hat, z. B. bei Trennung von Schwefelnatrium und salpetersaurem Kupfer durch eine gesprengte Röhre entstehen, indem sich ersteres negativ, letzteres positiv ladet,

und die Electricitäten sich durch die den Wänden des Risses adhärirenden Flüssigkeitsschichten ausgleichen. Letztere sollen dabei sich wie Metalle verhalten. (Das ausgeschiedene Schwefelkupfer dürfte doch auch als metallischer Leiter wirken. G. W.)

Endlich vergleicht Becquerel die beim Contact von Wasser mit verschieden stark verdünnter Schwefelsäure oder Salpetersäure erhaltenen electromotorischen Kräfte mit den bei Mischung der verwendeten Säuren mit Wasser erhaltenen Wärmemengen. Die Methode der Bestimmung der electromotorischen Kräfte ist nicht angegeben. Im Allgemeinen sollen Curven, welche beide Phänomene in ihrer Abhängigkeit von der Wassermenge in der verwendeten Säure darstellen, denselben Gang nehmen, aber die Curve der electromotorischen Kräfte sich steiler erheben. Zwischen der Diffusion verschieden concentrirter Lösungen von Schwefelnatrium in Wasser und der electromotorischen Kraft beim Contact beider Flüssigkeiten scheint keine Relation zu existiren.

G. W.

XXXVI. ***Lord Rayleigh.*** ***Permanente Ablenkung der Galvanometernadel durch eine Reihe alternirender, gleich intensiver Ströme*** (Phil. Mag. (5) III. p. 43—46).

Versuche aus dem Jahre 1868 über die doppelsinnige Ablenkung der Galvanometernadeln, sowohl unter Anwendung von Stahlnadeln, wie einer einzelnen Nadel von weichem Eisen. Die Resultate stimmen im Wesentlichen mit denen von Poggendorff überein (vgl. Wied. Galv. Bd. II. §. 247).

G. W.

XXXVII. ***Dewar.*** ***Abänderung des Capillarelectrometers von Lippmann*** (Sitzung der Physical Society of London. Dec. 16. 1876. Nature Vol. XV. p. 210. 1877. Jan. 4).

Zwei Glasgefässe werden mittelst eines horizontalen, 2 Mm. weiten, gut calibrischen und sehr reinen Glasrohres verbunden und mit Quecksilber gefüllt, welches in dem Rohr durch einen Tropfen verdünnter Schwefelsäure unterbrochen ist. Schon eine Potentialdifferenz, gleich

0.0001 der electromotorischen Kraft eines Daniell'schen Elementes, kann durch die Verschiebung des Säuretropfens beobachtet werden. G. W.

XXXVIII. ***Arthur W. Wright.*** ***Ueber die Erzeugung durchsichtiger Metallbeschläge durch die electrische Entladung in Entladungsröhren*** (Sill. J. (3) XIII. p. 49—53).

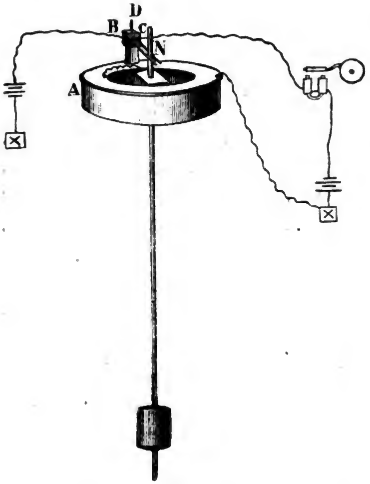
Enthält eine Entladungsröhre Quecksilberdampf, dessen Spectrum sich dem des Gases in der Röhre beimischt, so lässt sich derselbe durch Einbringung von kleinen Goldblattkügelchen in die Röhre oder Umwickelung des Endes der Electrode mit Goldblatt oder Befestigung eines Golddrahtes an derselben beseitigen. Befand sich das Gold über dem engeren Theil einer vertical gestellten Spectralröhre, so bedeckte sich der erstere allmählich mit einem dünnen spiegelnden Goldbelag. In einer 5 Mm. weiten Röhre breitete sich von einer in ihrer Mitte befindlichen Goldmasse, entsprechend früheren Beobachtungen, das Gold nur nach der Seite aus, für die es als negative Electrode diente. Nur bei sehr starken Entladungen bemerkte man eine Ausbreitung auch nach der entgegengesetzten Seite.

Zweckmässig verwendet man 15 Ctm. lange, 4—6 Mm. dicke Glasröhren, die in der Mitte einen seitlichen, zur Verbindung mit der Pumpe bestimmten Ansatz haben. An die Röhren sind an den Enden etwa 3 Ctm. lange dünne Glasröhren angesetzt, aus denen die Metalle in Form von etwa $^1/_3$ Mm. dicken und 4 Ctm. langen Drähten hervorragen. An ihrem hinteren, im engen Rohr befindlichen Ende sind sie mit Platinelectroden verbunden. Sind die Metalle pulverförmig, so zieht man die oberhalb abgesprengten Glasröhren aus, so dass sie einen Trog bilden, in den man die Pulver hineinbringt. Die ganze Röhre wird mit einem Gase gefüllt, welches das Metall nicht oxydirt. Ein möglichst gleichförmiger Strom befördert die Gleichmässigkeit des Absatzes, der sich meist nur wenig weiter als das Ende des Drahtes erstreckt. Bei Anwendung einer Holtz'schen Maschine bedarf es der Einfügung eines Condensators. Auf diese Weise wurden Ueberzüge erhalten von Gold,

Silber, Kupfer, Wismuth, Platin, Palladium, Blei, Zink, Cadmium, auch Aluminium und Magnesium (mit stärkeren Strömen); Zinn (schwierig, weil die Electroden bei gehöriger Dünne leicht schmelzen), Eisen, Nickel, Cobalt (wobei die oxydirende Wirkung von Spuren von Sauerstoff kaum zu vermeiden ist), Tellur, Magneteisenstein. Diese Ueberzüge lassen sich auch leicht auf ebenen Glasplatten darstellen und eignen sich gut zu optischen Untersuchungen. G. W.

XXXIX. ***P. Higgs. Electrisches Motor-Pendel*** (Nature p. 98. 1876 [vom Verfasser mitgetheilt]).

Der folgende einfache Apparat dürfte da, wo es zeitweise nöthig ist ein Secunden schlagendes Pendel zu besitzen, sich nützlich erweisen. Er besteht aus einem Galvanoscop von Siemens *A*, an dem das Pendel befestigt ist; die Nadel *N*, womöglich mit Platincontacten bewegt sich mit geringem Spielraum zwischen zwei Platindrähten *B* und *C*. Es sind diese isolirt von einander in ein bei *D* befestigtes Ebonitstück eingesetzt. Durch ihre Aufhängung ist die Nadel mit dem einen Drahtende des Galvanoscopes verbunden, das andere Ende desselben ist zur Erde abgeleitet. *B* und *C* sind mit den Polen einer kleinen Batterie verbunden. Die Wirkung des Apparates ist die folgende: Bei langsamen Oscillationen tritt zunächst ein Contact zwischen *B* und dem Drahte ein; ist der Magnet so gestellt, dass dann die Nadel nach *B* abgelenkt wird, so führt sie die beweglichen Contactdrähte



so weit mit sich, bis das Pendel die Gränze seiner Schwingung erreicht hat, sinkt dasselbe, so wird bei *B* der Contact unterbrochen, bei *C* hergestellt, und die Nadel wird nach *C* getrieben u. s. f., sie empfängt also bei jeder Schwingung den zur Ueberwindung der hemmenden Kräfte nöthigen Impuls. Bei kleinen Schwingungen wird ihre Schnelligkeit nicht durch Aenderungen der electromotorischen Kraft im Element beeinflusst. Natürlich kann man in den Stromkreis einen Electromagnet einschalten, der bei jeder Schliessung des Stromes ein Schlagwerk auslöst.

E. W.

XL. ***Hermann Herwig.*** *Ueber Bewegungserscheinungen an electrisirtem Quecksilber in Glasgefässen* (auszüglich mitgetheilt vom Verfasser).

Im 159. Bande von Pogg. Ann. p. 489 habe ich eine kurze Mittheilung über Bewegungserscheinungen an electrisirtem Quecksilber gemacht, deren Beziehung zu den capillaren Verhältnissen zwischen Quecksilber und Glas noch einer weiteren Aufklärung bedurfte. Ausser den schon damals hervorgehobenen zwei Punkten, verminderte Quecksilbercohäsion und Veränderung der Glasoberfläche, konnte man drittens noch eine Quecksilberoxydation bei den capillaren Erscheinungen wirksam vermuthen.

Zahlreiche Versuche nun, die ich inzwischen mit der Holtz'schen Maschine an Quecksilber in verticalen Capillarröhren von Glas und Eisen, an Quecksilbertropfen auf Platten von Glas und anderen Substanzen, an gläsernen Capillarröhren, die über dem Quecksilber trockenen Wasserstoff enthielten, an sorgfältig ausgekochten Barometern und endlich an kurzen Quecksilberfäden in horizontalen Capillarröhren von Glas angestellt habe, und die in der Abhandlung eingehend beschrieben werden, führten zu folgenden Schlüssen:

1) Starke electrische Ladungen vermindern derartig mehr die Quecksilbercohäsion als die Adhäsion zwischen Quecksilber und Glas, dass die capillare Depression des Quecksilbers in Glasröhren hierdurch verkleinert wird.

2) Bei starken, namentlich positiven Ladungen von Quecksilber in Glasgefässen, die an der Luft stehen, resp. bei dem gleichzeitig stattfindenden Austritt positiver Electricität in die Umgebungen, findet eine Oxydation des Quecksilbers statt, insbesondere auch durch hygroskopisch haftendes Wasser. Der Austritt negativer Electricität kann desoxydirend wirken.

3) Durch den Uebertritt starker, namentlich positiver electrischer Ladungen aus Quecksilber auf Glas wird das Glas zersetzt.

4) Die drei vorigen Punkte bedingen, zusammen wirkend, die beobachtete Verminderung der Quecksilberdepression in capillaren Glasröhren durch starke, namentlich positive Ladungen.

5) Aus stark geladenen Conductoren tritt die negative Electricität bei kleinerem Potential aus, als die positive.

6) Electrische Ladungen von Quecksilberflächen streben eine Verdampfung des Quecksilbers an, und zwar thun das ganz vorwiegend positive Ladungen.

7) Der Quecksilberdampf ist ein relativ sehr guter Leiter der Electricität.

Literatur-Uebersicht.

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 2—3.

W. Beetz. *Ueber eine Electrolyse mit H-Entwickelung an beiden Polen, p. 118—119.*

H. W. Vogel. *Ueber d. Purpurin-Thonerde-Magnesiareaction, p. 157—159.*

F. v. Lepel. *Ueber d. Nachweis d. Magnesia mit Hülfe d. Spectroscopes, p. 159—165.*

A. Wüllner. *Ueber d. durch Einleiten von Wasserdampf in Salzlösungen hervorgerufene Temperatur und über die Temperatur des aus Salzlösungen entweichenden Dampfes, p. 256—258.*

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. III, IV u. V.

Jg. G. Wallentin. *Zur Theorie d. Wirkung von Cylinderspiralen mit variabler Windungszahl, p. 15.*

A. v. Waltenhofen. *Ueber den Peltier'schen Versuch, p. 21—22.*

F. Lippich. *Zur Theorie d. Electrodynamik, p. 23—24.*

G. Baumgartner. *Versuche über Verdampfung, p. 27.*

J. Loschmidt. *Ueber den Zustand des Wärmegleichgewichtes eines Systems von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft, p. 27—28.*

F. Exner. *Ueber die Diffusion der Dämpfe durch Flüssigkeitslamellen, p. 28.*

Dingler Journal. T. CCXXIII. Heft 1—3.

C. Hirzel-Gysi. *Bürgins electrodynamische Maschine und Minenzündapparat, p. 177—182.*

Uchatius. *Ueber d. Erhöhung der Elasticitätsgrenze der Metalle durch dauernde Spannung, p. 242—246.*

G. Ostoya. *Eine neue Handbussole, p. 267—270.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXIV. Nr. 5—9.

Jarriant. *Sur une nouv. disposition des tiges de paratonnerres, p. 217—218.*

Gauduin. *Sur les effets produits par l'introduction des corps étrangers au charbon dans la prép. des charbons pour la lumière électrique, p. 218—219.*

Gouy. *Rech. sur les spectres des métaux à la base des flammes, p. 231—234.*

Aymonnet. *Diathermanéité des métaux et du papier, p. 259—260.*

P. Desains. *Rech. sur les spectres calorifiques, p. 285—286.*

G. Darboux. *Sur une classe de syst. orthogonaux, comprenant comme cas particulier les syst. isothermes, p. 298—301.*

B. Radziszewski. *Notice sur les corps organiques phosphorescents, p. 305—306.*

F. A. Forel. *Sur la transparence de l'eau du Lac Léman, p. 311—313.*

E. Chevreul. *Remarques sur une Note rel. à la phosphorescence des corps organiques, par M. Radziszewski, p. 323—325.*

P. Boileau. *Propr. communes aux canaux, aux tuyaux de conduite et aux rivières à régime uniforme, p. 326—329.*

F. de Romilly. *Sur le jet d'air dans l'eau, p. 330—333.*

G. Govi. *Sur un moyen de faire varier la mise au foyer d'un microscope sans toucher ni à l'instrument, ni aux objets, et sans altérer la direction de la ligne de visée, p. 341—343.*

Neyreneuf. *Sur le microscope et la chambre noire, p. 344—346.*

F. Carré. *Sur la fabr. de conducteurs en charbon, pour la lumière électrique, p. 346—348.*

F. de Romilly. *Sur les effets du jet d'air dans l'eau et sur la suspension de l'eau dans l'air, p. 373—376.*

W. Crookes. *Quatrième Note sur la théorie du radiomètre, p. 388—389.*

Journal de physique. 1877. T. VI. Februar.

G. Lippmann. *Sur une propr. d'une surface électrisée et sur la polarisation des électrodes, p. 41—46.*

L. Mouton. *Sur les phénomènes d'induction, p. 46—50.*

C. Decharme. *Hauteurs comparatives des sons rendus par divers métaux et alliages, p. 50—53.*

V. van Tricht. Exp. de M. Ch. Lootens sur les mouv. de la colonne aérienne dans les tuyaux sonores, p. 53—57.

Ann. scientifiques de l'Ecole normale Bd. VI. Febr. u. März.

Mascart. Sur la réfraction des gaz (Suite et fin), p. 41—78.

Les Mondes (2) 1877. T. XLII. Nr. 5—9.

Thoré. Le Radiomètre de l'absorption, p. 181.

Cailletet. Man. destiné à mesurer de hautes pressions, p. 239—241.

Faust. Romaine électrique, p. 241.

G. van d. Mensbrugghe. Sur le probl. des liquides superposées dans un tube capillaire, p. 241—242.

P. Germain. Bobine électrique, p. 268—269.

J. Landerer. Nouvelles Methodes pour mesurer le champ et le grossissement des lunettes, p. 347—349.

Philosophical Mag. (5) 1877. V. III. Nr. 16 u. 17. Febr. u. März.

Silas W. Holman. A new meth. of Studying the Rel. between the Viscosity and Temperature of Gases, p. 81—86.

J. W. Draper. On the fixed Lines in the Ultra-red invisible Region of the Spectrum, p. 86—89.

N. S. Maskelyne. Note on the optical Characters of Ludlamite, p. 135—137.

F. Guthrie. A sensitive Mercury Barometer, p. 139—141.

M. Avenarius. Note on Mr. Lodges Pap. „On a mech. Illustr. of Thermoelectric phenomena", p. 156—157.

Oliver Heaviside. On the spead of Signalling through heterogeneous Telegraphic Circuits, p. 211—220.

Abney. On fixed lines in the Ultra-red Region of the Spectrum, p. 222.

Nature. V. XV. 11. Jan. bis 1. März 1876. Nr. 376—383.

W. Crookes. Experiments with the Radiometer I, p. 224—227.

W. Spottiswoode. Polariscope Objects, p. 275—276.

W. Thomson. On the precessional Motion of a Liquid, p. 297—298.

W. Crookes. Experiments with the Radiometer II, p. 299—302.

Sitzung d. Phys. Soc. London, 20 Jan., p. 307—308.

A. W. Homott. The Boomerang.

Sitzung d. Phys. Soc. London, 3 Febr., p. 348—349.

The Chemical News. V. XXXV. 1877. Nr. 894—901.

P. T. Main. A new and accurate Method for determining Boiling-points with small quantities of Liquid, p. 59—60.

Harry Napier Draper. On the Solubility of Ether in Aqueous Hydrochloric Acid, p. 87.

G. Lunge. On the Retardation of Chemical Reactions by Indifferent Matters, p. 92—93.

1877. BEIBLÄTTER № 4.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***J. L. Hoorweg.*** *Ueber die Fortpflanzung des Schalles nach der neuen Gastheorie* (Arch. néer. XI. p. 131—177. 1876. Unter Mitwirkung des Verfassers).

Die Grundgleichungen für die Fortpflanzung des Schalles:

$$\frac{d^2 \varphi}{d t^2} = v^2 \left(\frac{d^2 \varphi}{d x^2} + \frac{d^2 \varphi}{d y^2} + \frac{d^2 \varphi}{d z^2}\right) \text{ und } \gamma = -\frac{1}{v^2} \frac{d \varphi}{d t}$$

sind unter der Voraussetzung abgeleitet, dass bei der Fortpflanzung des Schalles die einzelnen Theilchen einer ruhenden Gasmasse von den schwingenden Körpern periodisch kleine Geschwindigkeiten erhalten. Nehmen wir aber mit der neueren Gastheorie an, dass die kleinsten Theilchen einer ruhenden Gasmasse sich in lebhaften, nach allen Seiten hin gerichteten, Bewegungen befinden, so erscheint die Annahme nicht mehr zulässig, dass die Molecüle in Gegenwart eines schwingenden Körpers, etwa einer Stimmgabel, selbst in Schwingungen gerathen. Ist ausserdem die Dauer eines jeden Stosses Null, so muss sich die Stimmgabel den anstossenden Molecülen gegenüber wie ein ruhender Körper verhalten. Der Verf. sucht nun nachzuweisen, wie sich doch aus der mechanischen Gastheorie die Fortpflanzung des Schalles ableiten lässt. Eine ältere Behandlung dieses Problemes durch Stefan ist, da derselbe die einfache Krönig'sche Vorstellung der Bewegung nach drei zu einander senkrechten Richtungen zu Grunde legt, als nicht vollständig zu betrachten. Dauert jeder Stoss eine gewisse Zeit, so ist es nicht mehr erlaubt, den tönenden Körper als relativ ruhend anzusehen, seine Schwingungsgeschwindigkeit wird vielmehr auf die ihn treffenden Gas-

moleciile von Einfluss sein, so dass die Geschwindigkeit der an ihm reflectirten Moleciile bald etwas vergrössert, bald etwas verkleinert wird, je nachdem sich der getroffene Theil der Stimmgabel in gleichem oder in entgegengesetztem Sinne wie das anstossende Molecül bewegt. Dadurch werden periodische Aenderungen des Gasdruckes hervorgerufen, die sich von Molecül zu Molecül übertragen.

Die Geschwindigkeit des tönenden Körpers hängt ab von der Amplitude, und diese bedingt die Grösse der Druckunterschiede, so dass sich auch die Intensität des Schalles in einfacher Weise erklärt. Ebenso leicht erklärt sich die Uebertragung zusammengesetzter Schwingungen.

Das obige Problem lässt sich ganz analog wie die Wärmeleitung der Gase durch Clausius behandeln.

Die Geschwindigkeitsänderungen sind periodisch und unendlich gross im Verhältniss zur mittleren Weglänge der Moleciile, so dass letztere gegen die ersteren vernachlässigt werden kann.

Wir denken uns in der Luft eine kleine Kugel mit dem Radius σ, deren Punkte nach den Gesetzen der einfachen Pendelbewegung Schwingungen ausführen; alle auf die Oberfläche derselben treffenden Moleciile fliegen zurück, und zwar unter einem andern Winkel (β) mit der Kugelnormale als dem (α), den sie beim Auftreffen mit ihr bilden, und mit einer anderen Geschwindigkeit (U) als der (u), die sie vor dem Stoss besassen; dabei gelten, wenn V die Geschwindigkeit des betreffenden Punktes der Kugel ist, und wenn wir der Kürze wegen $\cos\beta = \mu$, $\cos\alpha = \lambda$ setzen, die Relationen:

$$U\mu = u\lambda + V; \qquad U = \sqrt{(u^2 + V^2 + 2\lambda u V)};$$

$$\mu = \frac{u\lambda + V}{\sqrt{(u^2 + V^2 + 2u\lambda V)}}.$$

Diese Geschwindigkeitsänderung wird bei den Stössen zwischen den Molecülen auf immer weitere Schichten übertragen werden, so dass für irgend einen Punkt im Raum ist:

$$(1) \quad U'\mu = u\lambda + V'. \qquad (2) \quad u = \sqrt{(u^2 + V'^2 + 2u\lambda V')}.$$

$$(3) \quad \mu = \frac{u\lambda + V'}{\sqrt{(u^2 + V'^2 + 2u\lambda V')}}.$$

V' hat hier einen andern Werth als in der Nähe der Kugel, da sich die lebendige Kraft auf immer grössere Schichten vertheilt.

Vor der Aenderung der Bewegung war die Zahl der Molecüle, deren Bewegungsrichtungen mit der Normalen Winkel zwischen α und $\alpha + d\alpha$ bilden, wenn wir die Gesammtzahl der Molecüle gleich Eins setzen:

$$\frac{2\pi \sin \alpha \, d\alpha}{4\pi} = -\tfrac{1}{2} d\lambda.$$

Um in dem veränderten Bewegungszustand die Zahl der Molecüle auszudrücken, die Werthen von $\cos \beta$ zwischen μ und $\mu + d\mu$ entsprechen, haben wir die Grösse $\frac{1}{2} d\mu$ mit einer Function H von μ zu multipliciren und finden sie zu $\frac{1}{2} H d\mu$. — Da aber dieselben Molecüle, die ursprünglich zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ lagen, jetzt zwischen μ und $\mu + d\mu$ liegen, so ist:

$$\tfrac{1}{2} d\lambda = \tfrac{1}{2} H d\mu.$$

Nach Clausius (Abhandl. Bd. 2, p. 299) finden wir die Zahl der durch die Flächeneinheit fliegenden Molecüle unter Berücksichtigung der Gleichungen (1) und (2):

(4) $$\tfrac{1}{2}\int_{-1}^{+1} N H U' \mu \, d\mu = N V'.$$

Während bei dem Zustand der Ruhe durch jede Kugelfläche ebenso viel Molecüle nach innen wie nach aussen gehen, so übertrifft, wenn die Schallquelle schwingt, die Zahl der letzteren die der ersteren um $N V'$.

Haben wir zwei mit σ concentrische Kugeln mit den Radien r und $r + dr$, so ist, wenn ϱ die Dichte der Luft, die Masse der durch die erste und zweite Kugelfläche gehenden Moleküle, resp.

$$4\pi r^2 \varrho V' \text{ und } 4\pi (r + dr)^2 \left(\varrho V' + \frac{d(\varrho V')}{dr} dr\right).$$

Die Differenz dieser beiden Ausdrücke dividirt durch das Volumen $4\pi r^2 dr$ des Raumes zwischen beiden Kugeln, stellt die Aenderung der Dichte in demselben in der Zeit dt dar, so dass

(5) $$\frac{d\varrho}{dt} + \frac{d\varrho V'}{dr} + \frac{2\varrho V'}{r} = 0.$$

Setzen wir, da die Dichtigkeitsänderung sowie V' klein,

$$\varrho = \varrho_0 (1 + \gamma)$$

und vernachlässigen wir $\gamma \frac{d V'}{d r}$, $V' \frac{d \gamma}{d r}$ etc., so wird

$$\frac{d \gamma}{d t} + \frac{d V'}{d r} + \frac{2 V'}{r} = 0. \tag{6}$$

V' ist die kleine Geschwindigkeitsänderung der Gasmolecüle in Folge der Bewegung der Schallquelle, an dieser selbst ist sie gleich V. Da sie mit der Entfernung von ihr abnehmen muss, so können wir sie, wenn r der Abstand des betrachteten Punktes, t die Zeit, v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles, T gleich der Oscillationsdauer der Schallquelle und $k = \frac{2\pi}{T}$ ist, darstellen durch:

$$V' = \frac{d \varphi}{d r}, \quad \varphi = \frac{C \cos k\left(t - \frac{r}{v}\right)}{r^n}. \tag{7}$$

Daraus folgt:

$$\frac{d V'}{d r} + \frac{2 V'}{r} = -\left(\frac{k^2}{v^2} - \frac{n(n-1)}{r^2}\right)\varphi; \quad \frac{d^2 \varphi}{d t^2} = -k^2 \varphi$$

und:

$$\text{(8)} \quad \frac{d \gamma}{d t} = -\left(\frac{1}{v^2} - \frac{n(n-1)}{k^2 r^2}\right)\frac{d^2 \varphi}{d t^2}. \qquad \text{(9)} \quad \gamma = -\left(\frac{1}{v^2} - \frac{(n-1)n}{k^2 r^2}\right)\frac{d \varphi}{d t}.$$

Für n ergiebt sich der Werth 1, da für $r = \sigma$, d. h. an der Kugeloberfläche, V' gleich der Geschwindigkeit der einfach oscillirenden Kugel werden muss. Es wird daher:

$$\text{(10)} \quad \varphi = \frac{C \cos k\left(t - \frac{r}{v}\right)}{r}. \qquad \text{(11)} \quad \gamma = -\frac{1}{v^2}\frac{d \varphi}{d t}.$$

Aus (11) und (6) folgen dann die Gleichungen:

$$\frac{d^2 \varphi}{d t^2} = v^2\left(\frac{d^2 \varphi}{d r^2} + \frac{2}{r}\frac{d \varphi}{d r}\right) = v^2\left(\frac{d^2 \varphi}{d x^2} + \frac{d^2 \varphi}{d y^2} + \frac{d^2 \varphi}{d z^2}\right). \tag{12}$$

Die Formeln (11) und (12) stimmen mit den aus der alten Theorie abgeleiteten vollkommen überein.

φ selbst ist übrigens eine periodische Function in Bezug auf t und r und nimmt dieselben Werthe an, wenn t um $p\,T$, r um $p.(v\,T)$ wächst, wobei p eine ganze Zahl

bedeutet. Condensationen und Dilatationen wechseln in Intervallen von $\frac{T}{2}$ mit einander ab.

2) Da die Geschwindigkeit und die Dichte in jedem Punkte des Raumes sich fortwährend ändern, so treten auch periodische Druckänderungen Δ an dem Trommelfell auf, die die Schallempfindung bedingen.

Nach Clausius ist der normale Druck:

$$P' = \frac{\varrho_0}{g} \int_0^1 u^2 \lambda^2 \, d\lambda = \frac{\varrho_0 u^2}{3g}.$$

In Folge der Bewegung der Schallquelle geht u über in U', λ in μ, $d\lambda$ in $H d\mu$, dadurch wird der neue Druck und die Druckvariation:

$$P' = \frac{\varrho}{g} \int_0^1 (u^2 \lambda^2 + 2 u \lambda V') \, d\lambda = \frac{\varrho}{g} \left(\frac{u^2}{3} + u V' \right).$$

$$\text{A)} \qquad \Delta = \frac{\varrho_0 u}{g} \frac{d\varphi}{dr}$$

oder genauer:

$$\Delta = \frac{\varrho_0}{g} \left\{ u \frac{d\varphi}{dr} - \frac{u^2}{v^2} \frac{d\varphi}{dt} + \left(\frac{d\varphi}{dr} \right)^2 \right\}.$$

Da Δ auch eine periodische Function nach t und $\frac{r}{v}$ ist, so empfindet das Ohr in derselben Zeit n Erschütterungen, in der die Schallquelle n Oscillationen ausführt.

Nach Helmholtz und Grinwis wird die Intensität des Schalles bestimmt durch:

$$I = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \Delta \, dt = \frac{\varrho_0}{g\,T} \int_t^{t+T} \left\{ u \frac{d\varphi}{dr} - \frac{u^2}{r^2} \frac{d\varphi}{dt} + \left(\frac{d\varphi}{dr} \right)^2 \right\} dt.$$

Nach (10) ist aber, wenn $v\,T = l$:

$$\int_t^{t+T} \frac{d\varphi}{dr} \, dt = \int_t^{t+T} \frac{d\varphi}{dt} \, dt = 0. \qquad \int_t^{t+T} \left(\frac{d\varphi}{dr} \right)^2 dt = \frac{2\pi^2 C^2 T}{l^2 r^2} + \frac{C^2 T}{2 r^4}$$

also

$$\text{B)} \qquad I = \frac{\varrho_0}{g} \left\{ \frac{2\pi^2 C^2}{l^2 r^2} + \frac{C^2}{2 r^4} \right\}.$$

3) Den Unterschied zwischen der Schallgeschwindigkeit u und der Geschwindigkeit v der Molecüle, die resp. gegeben sind durch:

$$u = 485\sqrt{\frac{T}{273}} \text{ und } v = 332\sqrt{\frac{T}{273}}$$

hat der Verf. in seiner ersten Arbeit daraus zu erklären gesucht, dass jeder Stoss eine gewisse Zeit braucht, die Uebertragung der Bewegung also erst etwas später eintritt. Bezeichnet λ die mittlere Weglänge, τ die Zeit für jeden Zusammenstoss, so müsste für jede Entfernung r:

$$\frac{r}{u} + \frac{r}{u}\,\frac{u\tau}{\lambda} = \frac{r}{v}, \text{ also:}$$

$$\tau = \frac{\lambda}{u}\,\frac{u-v}{v}$$

sein. Es ergiebt sich daraus die mittlere Dauer eines Stosses bei Luft von 0^0 und einem Druck von 760 Mm. zu

$$\tau = 7 \times 10^{-11} \text{ Sec.}$$

Auf den Einwurf von Hrn. Van der Waals hin, dass τ freilich sehr klein, aber doch ziemlich gross im Verhältniss zu der Zeit sei, die zwischen zwei Zusammenstössen verstreicht, hat der Verf. die Frage nach der Beziehung zwischen u und v noch einmal aufgenommen und gefunden, dass man, ohne auf die Stosszeit Rücksicht zu nehmen, findet:

$$u = 1.504\,v.$$

Es theilt sich nämlich die lebendige Kraft der Kugel der umgebenden Luft mit. Zur Zeit Null hätte die Kugel eine gewisse Energie; eine halbe Oscillationsdauer später gerade dieselbe. Während der Zeit muss sich also die Energie derart und bis auf eine solche Entfernung der Luft mitgetheilt haben, dass auch bei ihr die Aenderung der lebendigen Kraft Null ist.

Denken wir uns in der Entfernung r eine unendlich dünne Kugelschale, deren Inhalt $4\pi r^2 dr$ ist, so ist in irgend einem Moment ihre Energie:

$$\frac{4\pi r^2 dr \times \varrho U'^2}{2g}$$

oder weil:

$$\varrho = \varrho_0 \left(1 - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{d\varphi}{dt}\right)$$

und nahezu $U' = u + \frac{d\varphi}{dr}$,

$$L = \frac{4\pi\varrho_0 dr}{2g}\left\{r^2 u^2 + 2r^2 u \frac{d\varphi}{dr} - \frac{u^2 r^2}{v^2} \cdot \frac{d\varphi}{dt}\right\}.$$

Setzen wir allgemein:

$$\varphi = \frac{A\cos k\left(t - \frac{r}{v}\right) + B\sin k\left(t - \frac{r}{v}\right)}{r}$$

so ist:

$$(13)\qquad \frac{d\varphi}{dr} = V' = \frac{Ak\sin k\left(t - \frac{r}{v}\right) - Bk\cos k\left(t - \frac{r}{v}\right)}{rv}$$

$$- \frac{A\cos k\left(t - \frac{r}{v}\right) + B\sin k\left(t - \frac{r}{v}\right)}{r^2}$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{-Ak\sin k\left(t - \frac{r}{v}\right) + Bk\cos k\left(t - \frac{r}{v}\right)}{r}.$$

Für $t = \frac{1}{2}T$, $k = \frac{2\pi}{T}$ und $vT = l$ (Wellenlänge) ist:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{2\pi A}{rl}\sin\frac{2\pi r}{l} + \frac{2\pi B}{rl}\cos\frac{2\pi r}{l} + \frac{A}{r^2}\cos\frac{2\pi r}{l} - \frac{B}{r^2}\sin\frac{2\pi r}{l}$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = -\frac{2\pi A}{rT}\sin\frac{2\pi r}{l} - \frac{2\pi B}{rT}\cos\frac{2\pi r}{l}.$$

Also:

$$L = \frac{4\pi\varrho_0 dr}{2g}\left\{r^2 u^2 + \frac{4\pi A}{l} r\sin\frac{2\pi r}{l} + \frac{4\pi B}{l} r\cos\frac{2\pi r}{l}\right.$$

$$+ 2Au\cos\frac{2\pi r}{l} - 2Bu\sin\frac{2\pi r}{l} + \frac{2\pi A u^2}{vl} r\sin\frac{2\pi r}{l}$$

$$\left. + \frac{2\pi B u^2}{vl} r\cos\frac{2\pi r}{l}\right\}.$$

Dieser Ausdruck muss jetzt von o bis $\frac{1}{2}l$ integrirt und dann der frühern Energie gleich gesetzt werden. Diese frühere Energie erhält man aber gerade durch die Integration des ersten Gliedes $r^2 u^2$, so dass also die Summe der übrigen Glieder Null werden muss. Es ist da:

$$\int_0^{\frac{1}{2}l} r \sin \frac{2\pi r}{l} dr = \frac{l^2}{4\pi}, \quad \int_0^{\frac{1}{2}l} r \cos \frac{2\pi r}{l} dr = -\frac{l^2}{2\pi^2},$$

$$\int_0^{\frac{1}{2}l} \sin \frac{2\pi r}{l} dr = \frac{l}{\pi}, \quad \int_0^{\frac{1}{2}l} \cos \frac{2\pi r}{l} dr = 0;$$

$$\frac{2\varrho_0}{g}\left\{A u l \pi - 4 B l u + \frac{A u^2 l \pi}{2 v} - \frac{B a^2 l}{v}\right\} = 0,$$

eine Bedingung, die erfüllt wird, wenn

$$\frac{u}{v} = \frac{8B - 2A\pi}{A\pi - 2B} \tag{14}$$

Die Geschwindigkeitsvariation der Lufttheilchen muss aber für $r = \sigma$ der Geschwindigkeit der nach den Gesetzen des einfachen Pendels vibrirenden Kugel gleich werden.

Setzen wir also in Gl. (13) $r = \sigma$, und

$$\cos \frac{k\sigma}{v} = 1; \quad \sin \frac{k\sigma}{v} = \frac{k\sigma}{v} \text{ und}$$

$$A' = -A\left(\frac{k^2}{v^2} + \frac{1}{\sigma^2}\right) \text{ und } B' = -B\left(\frac{k^2}{v^2} + \frac{1}{\sigma^2}\right),$$

so wird: $$V' = A' \cos k t + B' \sin k t.$$

Nur wenn $B' = A'$, bekommt man die Bewegung, welche die Schallquelle, der gemachten Voraussetzung gemäss, haben muss.

Es folgt aus der Relation zwischen V' und V dass:

$$A' = B' \text{ oder } A = B,$$

also wird Formel (14):

$$\frac{u}{v} = 1.504.$$

Setzen wir die Geschwindigkeit des Schalles bei $0^0 = 332$ M., so bekommen wir für die Geschwindigkeit der Molecüle:

$$u = 499 \text{ M.},$$

während Clausius aus dem bekannten Druck von 10334 K. pro Quadrat Meter berechnet:

$$u = 485 \text{ M.},$$

eine Zahl, die nur um 14 M. von der meinigen differirt. Diese Differenz rührt wohl her von der nach Obigem für den Stoss nothwendigen Zeit, in Folge deren pro Sec. weniger Stösse stattfinden, als Clausius angenommen hat. Da er die Zahl der Zusammenstösse zu gross annahm, fand er die dem Druck entsprechende Geschwindigkeit zu klein.

Denn 1 Sec. wächst in Folge dieser Zeitverluste zu:

$$1+\frac{u\,\tau}{\lambda},$$

und die Clausius'sche Formel:

$$p\,V=\frac{N\,m\,u^2}{3\,g}, \text{ ändert sich in:}$$

$$p\,V\left(1+\frac{u\,\tau}{\lambda}\right)=\frac{N\,m\,u^2}{3\,g},$$

daraus ergiebt sich bei Vernachlässigung von $\frac{u^2\,\tau^2}{\lambda^2}$:

(15) $$u=\frac{3}{2}g\times 0.7733\times 10334\times\frac{\tau}{\lambda}+485.$$

Für $u = 499$ M. bekommt man also:

$$t=\frac{28}{3\,g\times 0.7733\times 10334}\lambda$$

oder, wenn man die Zeit, welche ein Molecül von dem einen Stoss bis zum andern braucht, gleich $\Theta=\frac{\lambda}{u}$ setzt:

(16) $$\tau = 0.059\;\Theta$$

Setzen wir für v mit Regnault 330 M. so wird:

$$\tau = 0.046\;\Theta.$$

Es ist also die Stosszeit sehr klein im Verhältniss zu der Zeit, die zwischen zwei Zusammenstössen verstreicht.

R. R.

II. ***O. N. Rood.*** *Versuche über die Natur der in dem Radiometer von Crookes auftretenden Kraft* (Sill. J. (3) XII. p. 405—411).

Um die Reaction zwischen den geschwärzten Flügelseiten und der Glashülle nach Belieben eliminiren zu können, construirte Prof. Rood folgendes Radiometer: Zwei qua-

dratische gleich grosse und einseitig (mit Lampenruss, dem etwas Firniss zugesetzt war) geschwärzte Scheiben *A* und *B* von dünner Aluminiumfolie wurden ⊏förmig gefaltet, aber so, dass sich die beiden Blätter nicht berührten. Scheibe *B* trug auf ihrer Vorderseite in ca. 5 Mm. Entfernung eine Glimmerplatte von gleicher Grösse und Stellung. *A* und *B* waren durch einen _⊓_förmigen Draht verbunden und an einem einfachen Seidenfaden aufgehängt, mit einem kleinen richtenden Magneten versehen und in eine Flasche aus reinem Glas eingesetzt, welche bis auf 0.25 Mm. ausgepumpt und dann geschlossen wurde. Diese Flasche wurde auf einen in halbe Grade eingetheilten Kreis gesetzt und centrirt. Die Abweichungen der Scheiben liessen sich durch ein für sich um die Kreisaxe drehbares schwach vergrösserndes Mikroskop beobachten, das mit Sicherheit Zehntel-Grade zu schätzen gestattete. Der kleine innere Magnet war durch einen äusseren nahezu astatisch gemacht. Schien das Licht einer 12 Zoll entfernten leuchtenden Gasflamme auf *A*, während *B* durch einen dreifachen Schirm aus Messingblech beschattet war, so bewegte sich *A* vom Lichte weg. Die schliessliche Ablenkung betrug 3°.23 im Mittel. Beleuchtete man nur *B*, während *A* beschirmt war, so zeigte sich eine unbedeutende Oscillation von 0°.10 im Mittel, ehe der Flügel zur Ruhe kam. Das Dazwischentreten der an *B* befestigten Glimmerscheibe verhinderte also die Reaction zwischen Scheibe und Flaschenwand. Bei einem neuen Versuch stellte Rood ausserhalb der Flasche eine Glimmerplatte aus demselben Stück wie die an *B* befestigte der Scheibe *A* gegenüber. Es wurden so beide Flügel gleichmässig bestrahlt, der eine war dabei aber der directen Communication mit der Flaschenwand entzogen. Der Erfolg war, dass sich *A* um 2°.38 im Mittel vom Lichte weg bewegte.

Rood sieht in diesen Resultaten eine Bestätigung der Stoney'schen Theorie. Um die nach derselben Theorie vorhandene, aber bei dem vorigen Apparat wegen fester Verbindung nicht zur Erscheinung kommende Abstossung

zwischen der geschwärzten Scheibe und der daran befestigten Glimmerplatte nachzuweisen, construirte Rood folgenden Apparat: Ein horizontaler Draht trug am einen Ende eine ⊏ förmige, einseitig geschwärzte Aluminium-Scheibe *A*, am andern ein Gegengewicht *C* und war an einem einfachen Seidenfaden im Innern einer Glasflasche aufgehängt. *A* trug einen kleinen Magnet *N' S'*. Ihr gegenüber befand sich eine ebenso (in *P'*) aufgehängte, durch ein Gegengewicht *C'* aequilibrirte und ebenfalls mit einem kleinen Magneten (*N S*) versehene Glasscheibe *G*. Jede Scheibe war 17 Mm. lang und 14 Mm. hoch und wog 0.3 Grm. Der seitliche Abstand der in verschiedenen Höhen gelegenen Aufhängepunkte *P* und *P'* betrug 5 Mm., so dass *C* und *C'* leicht an einander vorbeigehen konnten. Die Flasche war bis auf 0.24 Mm. evacuirt. Die beiden nahezu gleich starken Magnete suchten die Scheiben zum Contact zu bringen. Brachte man diesen Apparat in gewöhnliches oder auch nur in schwaches Tageslicht, so erfolgte eine so starke Abstossung, dass die Scheiben nicht blos parallel, sondern sogar divergent wurden. Bedeckte man die Flasche mit Papier, das dick mit Lampenruss bestrichen war, so fand in wenigen Minuten Contact statt, während weisses Schreibpapier einen solchen Erfolg nicht hatte. Sobald der Apparat in einen dunkeln Raum gestellt und plötzlich einer 16 Zoll entfernten leuchtenden Gasflamme ausgesetzt wurde, so divergirten die Scheiben augenblicklich. Dabei war die Ablenkung der Glasscheibe nach dem Lichte hin etwas geringer als die der Aluminiumscheibe vom Lichte weg. Die Ablenkung des Glases war 70, wenn die des Aluminiums 100 war.

Rood stellte auch Versuche bei gewöhnlichem Atmosphärendruck an. Dazu versah er eine geschwärzte Scheibe von Aluminiumfolie, die aus 2 Plättchen zusammengesetzt war, mit Gegengewicht und mit einem kleinen Magneten und hing sie an einen einfachen Seidenfaden in einer Glasflasche auf. Der Apparat wurde wie vorher centrirt und beobachtet. Der Beobachter übte eine deutliche Anziehung auf die Scheibe aus. Nach Rood's Mei-

nung erwärmt die von dem Beobachter ausgehende dunkle Wärme den ihm zugewandten Theil der Flasche und ruft dadurch in dieser Gegend einen schwachen aufsteigenden Luftstrom hervor, der wieder einen horizontalen Strom nach der erwärmten Wand hin veranlasst. Der letztere wirkt auf die Scheibe wie der Wind auf eine Wetterfahne. Um dies zu eliminiren, führte Rood die Ablesungen mit Hülfe eines Schirmes aus und ging vor jeder neuen Ablesung nach der andern Seite des Zimmers.

Das Licht einer 1 Fuss entfernten Gasflamme, das durch eine gesättigte Alaunlösung von 41 Mm. Dicke hindurchgegangen war, verursachte beim Auffallen auf die geschwärzte Seite der Scheibe eine Abstossung. Das Mittel der Ablenkung betrug bei jedesmal 10, in Intervallen von ca. 20 Secunden ausgeführten Ablesungen, resp. 0°.6, 4°.01, 3°.01, 4°.1. Nach Entfernung der Alaunlösung bewegte sich die Scheibe nach dem Lichte hin und erreichte schliesslich eine Ablenkung von 28°.7 nach dem Lichte hin. Um nachzuweisen, dass die Ablenkung von der Erwärmung des Glases durch die Gasflamme herrührt (derzufolge ein Strom nach dem erwärmten Glase hin entsteht, der die Scheibe mit sich zieht), befeuchtete Rood die der Gasflamme zugewandte Seite des Glases mit Wasser von der Zimmertemperatur. Für 1 oder 2 Secunden erfolgte keine Wirkung; dann aber zeigte sich eine ziemlich kräftige Abstossung von 180°. Diese und ähnliche Versuche ergaben das Resultat, dass die Scheibe unter vollem Atmosphärendruck das Verhalten einer in einem Vacuum aufgehängten Scheibe nachahmt. Rood erklärt sich diese Erscheinung so: Die auf die geschwärzte Fläche fallenden Strahlen erwärmen dieselbe und erzeugen einen an der Fläche aufsteigenden Luftstrom, der während des Aufsteigens an Volum zunimmt (Querschnitt ein V) und so die Scheibe vom Lichte wegzutreiben sucht. Um diese Vorstellung zu prüfen, wurde der obere Rand der Scheibe vom Lichte weggebogen, wie ein A, sodass der aufsteigende Luftstrom hinreichenden Raum hatte. Während im ersten Falle die Wände der Scheibe vertical standen, waren sie

jetzt um 15° geneigt. Durch diese kleine Neigung wurde die dem Lichte ausgesetzte Fläche nicht wesentlich verringert, aber die Abstossung thatsächlich aufgehoben, da verschiedene Versuche als mittleres Resultat eine Abstossung von nur 0°.8 ergaben. Hierin unterscheidet sich diese Erscheinung wesentlich von der in einem Crookes'schen Radiometer.

Setzte Rood den Apparat mit der gebogenen Scheibe einer unbedeckten Gasflamme unter atmosphärischem Drucke aus, so ergaben sich folgende Resultate:

1) und 2) Die Scheibe blieb einen Moment in Ruhe und bewegte sich dann nach dem Lichte hin. 3) Sie bewegte sich einige Grade vom Lichte weg, nachher 40° oder 50° nach ihm hin. 4) 8° vom Lichte weg, dann eine grosse Zahl Grade nach ihm hin. 5) Geringe Ablenkung nach dem Lichte, geringe Ablenkung vom Lichte weg, grosse Ablenkung nach ihm hin. 6) Scheibe in Ruhe, 5° weg, 50° oder 60° nach dem Lichte hin. 7) 5° oder 6° nach dem Lichte hin, in Ruhe, grosse Ablenkung nach dem Lichte hin.

Die geschwärzte Scheibe wurde nun vertical gestellt und das Experiment caeteris paribus wiederholt.

1) 20° Abstossung; dann langsame Bewegung nach dem Lichte hin; beim Auslöschen des letzteren eine grosse plötzliche Bewegung in derselben Richtung. 2) und 3) Abstossung von 40° oder 50°; Rückkehr zum Nullpunkt; Stehenbleiben auf Null; plötzliche und grosse Ablenkung nach der Flamme hin, sobald dieselbe ausgelöscht wurde. 4) Abstossung von ca. 5°, Anziehung von 60°.

Diese Versuche zeigen, dass im Allgemeinen die erste Wirkung Abstossung, die zweite Anziehung ist. Sie lassen sich durch die Annahme eines verticalen Stromes an der erwärmten Scheibenfläche und eines horizontalen Stromes nach der erwärmten Flaschenseite hin erklären. Diese beiden Ströme streiten mit einander und halten sich oftmals für ein ganzes Intervall mehr oder weniger vollkommen das Gleichgewicht, wenn die Scheibe vertical ist. Durch das Auslöschen der Flamme wird der verticale Strom stark geschwächt, der horizontale aber nicht sehr

afficirt, sodass die heftige Ablenkung nach der erwärmten Flaschenseite hin stattfindet.

Diese Experimente von Rood stammen bereits aus dem Juni vorigen Jahres. Gt.

III. ***H. Grimshaw.* *Historische Bemerkung über das Radiometer*** (Nature XV. p. 248).

In der Literary and Philosophical Society of Manchester theilte Herr H. Grimshaw am 28. Nov. 1876 folgenden Bericht über einen Auszug aus dem ‚Panorama of Science and Art', published by Nuttall, Fisher, and Dixon, 1813, 2 vols mit: „Nach Bezugnahme auf Boerhaave's Experiment über den Einfluss des ‚Brennglases' auf die Bewegung des Compasses geht der Auszug zur Beschreibung eines von Mitchell construirten Radiometers über, welches folgendermaassen eingerichtet gewesen zu sein scheint: Eine dünne Kupferplatte von 1 Quadratzoll war an das eine Ende eines dünnen, 10 Zoll langen Klavierdrahtes befestigt. Dieser war mittelst einer Achat-Suspension aufgehängt, und die kleine Kupferplatte wurde durch ein Schrotkorn an dem andern Ende des Drahtes im Gleichgewicht gehalten. Als ein Resultat von Experimenten mit dem Instrument wurde gefunden, dass der Einfluss der durch einen Concavspiegel von 2 Fuss Durchmesser gesammelten Sonnenstrahlen eine Drehung von 0.000001 Zoll in 1 Secunde veranlasste. Das Instrument war durch eine Art von Glasschirm geschützt. Die nämliche Bewegung wurde in einem Vacuum hervorgebracht." Gt.

IV. ***Silas W. Holman.* *Neue Methode zur Bestimmung der Aenderung der Reibungscoefficienten der Gase mit der Temperatur*** (Proc. Am. Soc. 1876. p. 41—50. Phil. Mag. (5) III. p. 81—86. 1877).

Nach Maxwell ist $\eta = \eta_0{}^{Tx}$, wenn η der Reibungscoefficient eines Gases, T die absolute Temperatur und η_0

und x Constante sind. Um x zu bestimmen, muss man die Aenderung des Reibungscoefficienten mit der Temperatur untersuchen. Der Verfasser hat für seine bisher nur auf Luft sich erstreckenden Versuche dazu den folgenden Apparat (Taf. I Fig. 4) benutzt.

Zwei Capillarröhren AB und CD lagen je in einem Wasserbade, das durch untergesetzte Brenner erwärmt werden konnte. Die Enden B und C waren luftdicht durch ein weiteres Glasrohr BC verbunden, von dem ein seitliches Rohr zu einem Manometer E führte; das Ende D war durch ein zweites Rohr mit einem Richardson'schen Aspirator bei G verbunden. Bei H war noch ein seitliches Rohr angesetzt, das zu einem Manometer F ging. Um Unregelmässigkeiten im Gang des Aspirators zu eliminiren, war zwischen ihn und G eine grosse Flasche O eingeschaltet. Vor dem Eintritt in das Rohr AB musste die Luft die Chlorcalciumröhren I und H durchströmen. Die an die Capillarröhren AB und CD angesetzten Verbindungsröhren lagen so weit im Wasserbad, dass das Gas in ihnen die Temperatur des Bades annahm.

Wird die Luft aus der Flasche O ausgesogen, so entsteht bei G ein Vacuum, die Luft dringt in Folge des äusseren Druckes bei A ein und strömt unter stets abnehmendem Drucke bis G. Nach einiger Zeit wird ein constanter Strömungszustand eingetreten sein, der sich durch unveränderlichen Stand der Manometer kundgiebt. Dabei muss stets dieselbe Luftmasse durch AB und CD geführt werden.

Bezeichnet V_1 das in der Zeiteinheit bei dem stationären Zustand durch AB strömende Gasvolumen, R_1 und λ_1 den Radius und die Länge von AB, η_1 den Reibungscoefficienten des Gases in AB; bezeichnen ferner V_2, R_2, λ_2, η_2 dieselben Grössen für das Rohr CD, p_2, p_3 die an den Manometern gemessenen Drucke, p_1 der Barometerstand in Millimetern, so ist (cf. O. E. Meyer, Pogg. Ann. CXLVIII. p. 17):

$$V_1 = \frac{\pi R_1^4}{8 \eta_1 \lambda_1} \frac{p_1^2 - p_2^2}{2p}; \qquad V_2 = \frac{\pi R_2^4}{8 \eta_2 \lambda_2} \frac{p_2^2 - p_3^2}{2p}.$$

Haben beide Röhren dieselbe Temperatur, so ist $V_1 = V_2$, $\eta_1 = \eta_2$ und $\frac{R_1^4 \lambda_2}{R_2^4 \lambda_1} = \frac{p_2^2 - p_3^2}{p_1^2 - p_2^2}$.

Haben beide Röhren verschiedene Temperaturen t_1 und t_2 und ist α der Ausdehnungscoefficient des betreffenden Gases, so ist $\frac{V_1}{1 + \alpha t_1} = \frac{V_2}{1 + \alpha t_2}$, also:

$$(1) \qquad \frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{R_1^4 \lambda_2}{R_2^4 \lambda_1} \frac{p_1^2 - p_2^2}{p_2^2 - p_3^2} \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1}.$$

Um $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ zu bestimmen, braucht man also nur p_1, p_2, p_3 zu beobachten und die Dimensionen der Röhren zu kennen. Eine Bestimmung der letzteren wird dadurch überflüssig, dass man bei gleicher Temperatur, etwa 0°, das Gas durch beide Röhren strömen lässt; aus den dabei beobachteten Werthen von p_1, p_2, p_3 ergiebt sich unmittelbar $\frac{R_1^4 \lambda_2}{R_2^4 \lambda_1}$ für diese Temperatur. Haben dann AB und CD die Temperaturen t_1 und t_2, so wird die betreffende Grösse, wenn A der Ausdehnungscoefficient des Glases ist, $\frac{R_1^4 \lambda_2 (1 + A t_1)^3}{R_2^4 \lambda_1 (1 + A t_2)^3}$, und (1) wird:

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{R_1^4}{R_2^4} \frac{(1 + A t_1)^3}{(1 + A t_2)^3} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{p_1^2 - p_2^2}{p_2^2 - p_3^2} \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1}.$$

Bei den von dem Verf. benutzten Röhren war λ etwa 1275 Mm., R etwa 0.110 Mm.

Die Resultate einer Reihe von Versuchen giebt die folgende Tabelle wieder. Die erste Columne enthält die Nummer des Versuches, die zweite die Richtung des Gasstromes, der bald zuerst AB, bald zuerst CD durchfloss; die übrigen die den Ueberschriften entsprechenden Grössen.

Bei der Berechnung von $\frac{\eta_1}{\eta_2}$ wurde der aus den Versuchen 16 und 17 bestimmte Werth von $\frac{R_1^4 \lambda_2}{R_2^4 \lambda_1}$ nach Anbringung der Temperaturcorrection zu Grunde gelegt. Die Uebereinstimmung der betreffenden Werthe ist ein Beweis für die Genauigkeit der Methode, um so mehr als dieselben an verschiedenen Tagen und bei verschiedener Richtung des Luftstromes angestellt wurden. Auch die einzelnen

No.	Dir.	p_1	p_2	p_3	t_1	t_2	$\frac{R_1^4\lambda_2}{R_2^4\lambda_1}$	$\frac{\eta_1}{\eta_2}$	x
1	I.-II.	759.9	525.2	16.3	17.0	17.0	0.912		
2	„	„	549.3	17.1	17.0	47.5		1.083	0.799
4	„	759.8	525.6	18.0	15.1	15.1	0.916		
5	„	„	584.4	18.9	„	„	0.921		
6	„	765.7	550.9	18.6	17.8	17.8	0.934		
7	II.-I.	„	490.7	17.7	17.5	99.0		1.212	0.776
8	„	„	491.2	17.6	17.5	99.5		1.206	0.755
9	„	„	490.0	17.3	17.5	99.8		1.215	0.780
11	„	755.2	467.8	20.4	0.0	100.0		1.272	0.771
12	„	„	468.4	19.4	„	„		1.267	0.757
13	„	„	467.9	19.6	„	„		1.271	0.768
14	„	„	467.7	19.3	„	„		1.273	0.773
16	„	„	544.2	20.7	0.0	0.0	0.927		
17	I.-II.	756.7	525.3	23.4	„	„	0.928		
18	„	„	594.8	21.5	0.0	100.0		1.277	0.782
19	„	761.4	529.1	16.1	100.0	100.0	0.933		
20	„	762.0	530.2	16.7	„	„	0.937		
21	„	763.1	452.2	18.5	100.0	0.0		1.259	0.738

Werthe von x stimmen, mit Ausnahme der Versuche 2 und 21, fast genau überein, weit besser als dies bei den Versuchen von Meyer, Maxwell, Puluj und von Obermayer der Fall ist.

Für x zwischen 0° und 100° ergiebt sich im Mittel 0.77.

E. W.

V. ***F. de Romilly.*** *Ueber den Luftstrahl im Wasser und über das Schweben des Wassers in der Luft* (C. R. LXXXIV. p. 330—333. 373—376).

Der Verfasser hat bei seinen Untersuchungen im Wesentlichen folgende Resultate erhalten:

1) Wird ein Luftstrahl von oben in ein Gefäss mit Wasser gespritzt, so erfolgt gewöhnlich ein verworrenes Aufwallen und Emporschleudern der Oberflächenschicht. Beim senkrechten Einspritzen jedoch von einer bestimmten Entfernung aus bildet sich im Wasser ein mehr tiefer als breiter, vollkommen glatter, oft langsam rotirender Sack.

Häufig vernimmt man dabei einen leisen, sehr reinen Ton, der beim Angeben des gleichen Tones auf einer Violine stärker wird, während er beim Angeben eines disharmonischen Tones aufhört, und der flüssige Sack sich verwirrt.

2) Wird der Luftstrahl durch eine Röhre in das Wasser getrieben, die durch den Boden des Wasserbehälters geht und 1—2 Dcm. unter der Oberfläche endigt, so breitet sich die austretende Luft zuerst nach allen Seiten aus und bildet um die Röhre einen Hohlraum, der bis 1—2 Ctm. unter deren Mündung hinabsteigt und diese so vor der Berührung mit dem Wasser schützt. Darüber steigt die Luft in einer Säule empor, welche unten viel enger als der Hohlraum ist, dann sich allmählich erweitert.

3) Ist die Röhre, durch welche der Luftstrahl (von oben oder unten) in das Wasser geleitet wird, weit, so kann man sie so tief unter dem Niveau des Wassers münden lassen, als dem Druck, mit dem die Luft getrieben wird, entspricht; tiefer dringt Wasser in die Röhre. In Capillarröhren erfolgt das Aufhören des Stromes und das Eindringen des Wassers schon in geringerer Tiefe. Bei einer weiten Röhre, die von einer Wand mit einer capillaren Oeffnung begrenzt wird, hört die Luft in gleicher Tiefe wie bei einer Capillarröhre, die denselben Durchmesser wie das capillare Loch hat, auf auszuströmen; man kann jedoch das Rohr tiefer und tiefer tauchen, sogar noch etwas tiefer als das weite Rohr ohne die Wand, ehe das Wasser einzudringen beginnt. Hebt man es dann wieder, so fliesst das Wasser nicht wie bei den andern Röhren in derselben Tiefe wieder heraus, in welcher es eindrang, sondern bleibt in dem Rohre, selbst noch in Tiefen, in denen die Luft vorher noch ausströmte.

4) Die Erscheinungen bei der von einer Wand begrenzten Röhre treten in gleicher Weise auf, wenn die Wand nicht nur eine, sondern beliebig viele capillare Oeffnungen besitzt, wenn man z. B. die Wand durch ein Gewebe ersetzt. Taucht man z. B. eine 2 Dcm. weite Glasglocke, deren Boden durch einen Tüll mit 2.3 Mm. weiten Maschen geschlossen ist, in eine Wanne mit Wasser,

saugt dasselbe beliebig hoch hinein und verhindert durch Schliessen eines Hahnes den Wiedereintritt der verdrängten Luft, so kann man die Glocke aus der Wanne heben, ohne dass das Wasser herausstürzt. An jeder einzelnen Masche des Gewebes sieht man einen Meniscus und ausserdem einen grossen allgemeinen Meniscus, den man durch Krümmung des Gewebes noch beträchtlich vergrössern kann. Glocken mit horizontalen Geweben kann man sogar ein wenig neigen, bei 1 Mm. weiten Maschen bis 45°, ohne dass Wasser herausfliesst. Ein enges mit einem Drahtnetz geschlossenes Gefäss kann man beliebig neigen. Man kann daher auch Wasserbehälter ganz aus metallischen Geweben herstellen, z. B. von 3—4 Ctm. Höhe bei 1 Mm. weiten Maschen, von 7—8 Ctm. Höhe bei $^1/_2$ Mm. weiten Maschen. Sind dieselben einmal benetzt und theilweise gefüllt, so kann man leichter von unten mehr Wasser als von der Seite Luft einsaugen. — Dass auch die Temperatur jedes Meniscus wenig Einfluss auf seinen Widerstand gegen das Eindringen der äusseren Luft besitzt, beweist der Verf. dadurch, dass er Wasser in einer mit einem Tüll geschlossenen Glocke (ihr Durchmesser 6—7, resp. 10—15 Ctm., bei Maschen von 2, resp. 1 Mm. Seite) durch eine untergesetzte Gasflamme zum (nicht allzu lebhaften) Sieden bringt, wobei er der erhitzten Luft und dem aufsteigenden Wasserdampf in eine grössere in Wasser tauchende Glocke Ausgang verschafft. Diejenigen Wasserbläschen, welche den Meniscus der einzelnen Maschen und den allgemeinen Meniscus bilden, rücken dabei nicht von der Stelle. E. L.

VI. **F. Plateau.** ***Ueber das Schweben des Wassers über einem Gewebe mit weiten Maschen*** (C. R. LXXXIV. p. 549—550).

In einer „Observations sur l'argyromètre aquatique [1])" betitelten, 1867 publicirten Notiz hat Plateau einige Versuche beschrieben, welche mit den vorstehend referirten

[1]) Bull. d. l'Acad. roy. (2) XXIII. p. 96. 1867.

theils übereinstimmen, theils ihnen sehr ähnlich sind. Ihre vom Verfasser jetzt wiederholte Beschreibung ist (abgekürzt) folgende:

Wenn man einen geschlossenen Beutel aus grobem Musselin von 1—2 Cc. Inhalt in Wasser taucht und darin festhält, so entweicht die Luft nicht aus ihm. Ihre Oberfläche zerlegt sich in kleine Theile, deren jeder von dem Umriss einer Masche begrenzt wird und eine Stabilität besitzt, welche der hydrostatische Druck nicht überwinden kann.

Umgekehrt, wenn man über die obere Oeffnung eines mit Wasser gefüllten cylindrischen Gefässes einen weitmaschigen Tüll ausspannt und, indem man den Tüll mil einer Glasplatte bedeckt, das Ganze umwendet, bleibt auch nach Wegnahme des Glases alles Wasser in dem Gefäss, so lange dessen Oeffnung ganz horizontal ist. Bei der geringsten Neigung fliesst es plötzlich aus. Das Experiment gelang noch mit einem Gefäss, dessen Oeffnung 10 Ctm. Durchmesser hatte.

E. L.

VII. ***F. Guthrie.*** ***Ein empfindliches Quecksilberbarometer*** (Phil. Mag. (5) III. p. 139—141).

Das von Herrn Guthrie construirte Barometer hat zwei Schenkel von 6 Mm. innerem Durchmesser, die durch eine horizontale, spiralförmig gewundene oder auch gerade Röhre von 2 Mm. innerem Durchmesser verbunden sind. Die Grösse der Verschiebung des Quecksilbers, auf welches der Luftdruck einwirkt, ist an jeder Stelle seinem Querschnitte umgekehrt proportional. Wird daher von ihm ein Luftbläschen oder ein Tropfen Schwefelkohlenstoff in der horizontalen Röhre eingeschlossen und beim Wachsen des Luftdruckes vorwärts geschoben, so lässt sich an demselben eine neunmal so grosse Verrückung messen wie an den beiden Quecksilberkuppen. — Die beiden Schenkel dürfen beliebig weit sein, den Durchmesser der horizontalen Röhre jedoch räth Guthrie nicht kleiner als 2 Mm. zu wählen. Wegen der immer unvermeidlichen Unregelmässigkeiten

in einer so langen Röhre, wie sie erforderlich ist, damit auch bei grösseren Aenderungen des Luftdruckes das Bläschen nicht in die Schenkel dringt, empfiehlt er, in jedem Falle den Apparat durch Vergleichung möglichst vieler Angaben mit denen eines Normalbarometers zu graduiren.

E. L.

VIII. **C. Decharme.** *Schwingungen von Metallstäben* (J. d. phys. T. VI. p. 50—53).

Die Arbeit enthält die schon im ersten Heft der Beiblätter (S. 34) gegebenen Schwingungszahlen, ausserdem die daraus berechneten Elasticitätsmoduln, verglichen mit den von Wertheim gefundenen.

Diese sind:

	Pb	Au	Ag	Sn	Zn	Cu	Fe
Decharme	2645	9008	5991	4751	7065	11833	18343
Wertheim	1985	5989	7533	4172	8794	11833	18547
	—	8645	7820	—	9641	12512	19410

Für Kupfer wurde die Wertheim'sche Zahl 11833 genommen und daraus die übrigen berechnet. Für Gusseisen (?) (fonte) giebt Decharme 11831, für Stahl 20881.

Br.

IX. **Van Tricht.** *Versuche von Ch. Lootens über die Bewegung der Luftsäule in Orgelpfeifen* (J. d. phys. T. VI. p. 53—57).

Die Publication der Arbeit von Sonreck (Pogg. Ann. CLVIII. p. 129) veranlasst van Tricht die Resultate ähnlicher Versuche mitzutheilen, welche Lootens angestellt und er selbst wiederholt hat. Die Beobachtungen, welche theilweise schon Bekanntes bestätigen, wurden gewonnen, indem man entweder die Pfeifen mit Tabaksrauch anblies oder in dieselbe eine aus Hollundermark geschnittene Spirale (rhéoscope) eintauchte.

Der Anblasestrom theilt sich an der Oberlippe der Mundöffnung; der Haupttheil desselben fällt ausserhalb

der Pfeife, der kleinere Theil bewegt sich zunächst der Wand entlang und erleidet dann eine Umbiegung. Entweder wendet er sich vollständig wieder nach unten, durchschneidet den Anblasestrom und verlässt durch die Anblaseöffnung die Pfeife, oder er theilt sich wieder; die eine Hälfte desselben macht die beschriebene Rotationsbewegung, die andere bewegt sich schräg nach oben und giebt bisweilen Veranlassung zu einer oberen Cyclone, welche im zur unteren entgegengesetzten Sinne durchlaufen wird. Dieses Verhalten fand sich bei Pfeifen der verschiedensten Dimensionen.

Die Bildung des aus der Anblaseöffnung wieder heraustretenden Stromes steht in engem Zusammenhang mit dem Ansprechen der Pfeife; so lange die untere Cyclone fehlt, tönt die Pfeife nicht; eine schwer ansprechende Pfeife fängt an zu tönen, wenn man einen kurzen Schlag gegen die Pfeifenwand ausführt, und gleichzeitig bildet sich die Cyclone. Verhindert man die Wand einer Pfeife am Schwingen, so mischt sich der innere Luftstrom dem Hauptstrom bei, nimmt man das Hinderniss weg, so bildet sich wieder die Cyclone. Besitzen zwei Pfeifen, welche Stösse mit einander geben, eine gemeinsame Wand, so wird bei jedem Stosse, d. h. jedem Maximum der Amplitude, auch die Cyclone besonders auffällig. Sobald man die Wand einer Pfeife mit dünnen Wänden auch noch so leise mit einem kleinen Hammer schlägt, so tritt bei jedem Schlage die Cyclone stärker auf. Van Tricht schliesst, dass der aus der Anblaseöffnung austretende Luftstrom der Cyclone den Anblasestrom in der Periode der Pfeifenschwingungen unterbricht.

Endlich giebt v. T. einige Resultate an, die sich bei Pfeifen der verschiedensten Formen und Grössen fanden: In offenen Pfeifen ist der Luftdruck in der Höhe der Anblaseöffnung kleiner, in geschlossenen an derselben Stelle und an dem anderen Ende der Pfeife grösser als der Druck der umgebenden Luft. Stets ist der Unterschied um so grösser, je kleiner die Pfeife ist. — Bis zu einem ziemlich beträchtlichen Abstand vom geschlossenen Ende einer

Pfeife ist die Luft frei von Strömungen; am offenen Ende ist je nach dem Blasedruck die Luft in einer Strömung nach aussen oder innen begriffen oder in Ruhe (vgl. jedoch über die näheren Bedingungen dafür Sonreck l. c. S. 142; über die Druckdifferenzen Dvořák, Pogg. Ann. CLVII, p. 56 ff.). Br.

X. ***J. G. Boguski.*** *Ueber die Geschwindigkeit chemischer Reactionen* (Ber. chem. Ges. IX. p. 1646—1652).

XI. ***J. Boguski und N. Kajander.*** *Ueber die Geschwindigkeit der chemischen Reactionen* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 34—38).

Boguski hat den obigen Gegenstand näher untersucht und definirt die Geschwindigkeit chemischer Reactionen folgendermaassen:

Ist u die Menge eines Körpers, welcher sich bei der Reaction unter den Bedingungen $a_1\, a_2 \dots a_n$ in der Zeit t neu bildet, so wird $u = f(a_1 \dots a_n, t)$; $g = \frac{du}{dt} = f'(a_1 \dots a_n, t)$ heisst dann die Geschwindigkeit der Reaction unter den Bedingungen $a_1 \dots a_n$, die man zur Ermittelung der Grösse g muss numerisch bestimmen können. Man muss also vor Allem die Oberflächen der in Reaction tretenden Körper genau messen können. Dies ist nur bei Einwirkung von Flüssigkeiten auf Metalle oder Salze möglich.

Lassen wir bei einem Versuche eine Säurelösung wirken, so nimmt ihre Concentration mit der Zeit ab, es muss deshalb vor Allem der Einfluss der letzteren untersucht werden. Als Concentration definirt Boguski die folgende Grösse: $V. D. \frac{1}{M} \cdot \frac{p}{100} = y$; dabei bezeichnet V die Anzahl $C.C.$, die als Volumeneinheit angenommen sind, D ist das spec. Gewicht der Lösung, p der Procentgehalt an gelöstem Körper und M dessen Moleculargewicht; y ist also direct proportional der Zahl der Molecüle des gelösten Körpers in der Volumeneinheit; es ändert sich bei ein und demselben Versuche, bleibt jedoch in einem unendlich kleinen Zeitelement dt constant.

Ueber den Einfluss von y auf die Grösse g kann man zwei Annahmen machen: Die Menge des während der Zeit dt neu gebildeten Körpers ist proportional 1) der Concentration y in dem betreffenden Momente, oder 2) der Anzahl von Säuremolecülen, welche mit der Oberflächeneinheit des festen Körpers zusammentreffen. Beide Annahmen kann man bei der Einwirkung von Zink auf Schwefelsäure prüfen. Nehmen wir an, eine Oberflächeneinheit von Zink werde in eine Volumeneinheit verdünnter Schwefelsäure getaucht, dann drückt[1]:

$$d[H_2] = k\,y\,dt \tag{1}$$

die erste Voraussetzung aus; $d[H_2]$ bezeichnet die in dem Zeitelement dt entwickelte H_2-Menge, k ist eine Constante.

Es ergiebt sich unmittelbar, dass auf 1 Theil entwickelten Wasserstoffs 49 Theile Schwefelsäure verbraucht werden, dass also:

$$[H_2] = \frac{1}{49}[H_2\,SO_4] = -\frac{1}{49}y. \tag{2}$$

Differentiirt man die Gleichung und verbindet sie mit (1), so wird nach der Integration von der Zeit 0 bis zu der Zeit t, denen die Concentrationen y_o und y_t entsprechen:

$$\int_{y_o}^{y_t}\frac{dy}{y} = -49\,k\int_{o}^{t}dt. \tag{3}$$

Bestimmt man hieraus y_t, setzt dessen Werth in (1) und integrirt zwischen entsprechenden Grenzen, so erhält man für $[H_2]$ und k:

$$[H_2] = \frac{1}{49}y_o\left(1 - e^{-\frac{1}{49}kt}\right) = \frac{1}{49}(y_o - y_t),$$

$$k = \frac{1}{t}\cdot\frac{1}{49}\cdot\frac{1}{M}\cdot\log.\,\text{vulg.}\frac{y_o}{y_t}.$$

Sind in der Volumeneinheit der Säurelösung y Molecüle Säure, also $y^{\frac{2}{3}}$ auf die Oberflächeneinheit, so muss $y^{\frac{2}{3}}$ nach der zweiten Annahme der Quantität des während

[1]) Die chemischen Formeln in Klammern drücken hier die bei der Reaction thätigen Gewichtsmengen der betreffenden Verbindungen aus.

der Zeit dt entwickelten Wasserstoffs proportional sein, also: $d[H_2] = ky^{\frac{2}{3}}\,dt$.

Verbindet man dies mit der Gleichung (2), so wird nach der Integration $[H_2] = \frac{1}{49}\left\{y_o - \left(y_o^{\frac{1}{3}} - 49\,k\,t\right)^3\right\}$, und:

$$(4) \qquad k = \frac{3(y_o^{\frac{1}{3}} - y_t^{\frac{1}{3}})}{49\,t}$$

Boguski hielt anfangs die zweite Hypothese für die richtigere, da ein Einfluss der Schwefelsäuremolecüle, welche von der Zinkoberfläche weit entfernt sind, auf die Quantität des in einem Zeitelement sich entwickelnden Wasserstoffes nicht vorausgesetzt werden konnte. — Die zweite Hypothese geht in die erste über, wenn man annimmt, die chemische Energie komme nur in einer gewissen Entfernung λ zur Wirkung; dann befinden sich in der Wirkungssphäre $y^{\frac{2}{3}}\lambda y^{\frac{1}{3}} = \lambda y$ Molecüle, was mit der ersten Hypothese übereinstimmt.

Bei Versuchen mit Zink, Cadmium, Aluminium einerseits und Schwefel- oder Salzsäure andererseits erhielt Boguski keine übereinstimmenden Resultate, da sich die Metalloberfläche während des Versuches beträchtlich ändert.

Später verwandte er den weit geeigneteren carrarischen Marmor. Die Dimensionen der Parallelepipeda aus Marmor maass er mittelst eines Mikrometers bis auf 0.01 Mm. und berechnete daraus das Flüssigkeitsvolumen, welches erforderlich war, damit eine bestimmte Oberflächeneinheit in eine bestimmte Einheit des Volumens eingetaucht sei.

Die Concentration der Salzsäure wurde mittelst Titrirens bestimmt, so y_o ermittelt und die betreffende Menge der Säure in ein Becherglas gegossen. Die gewogene Marmorplatte wurde in die Säure getaucht und mit der Secundenuhr die Dauer der Einwirkung bestimmt. Am Ende des Versuchs wurde der Marmor schnell aus der Säure entfernt, in reinem Wasser gewaschen, getrocknet und wieder gewogen. Aus der Gewichtsabnahme wurde die Menge der entwickelten Kohlensäure und verbrauchten Salzsäure bestimmt, somit auch y_t gefunden; der Controle

wegen wurde y_t bei vielen Versuchen durch Titriren direct bestimmt.

Es ergab sich aus den Beobachtungen bei Zugrundelegung der ersten Hypothese, dass innerhalb der Beobachtungsfehler k eine Constante ist, somit die erste Annahme als richtig anzusehen ist. Aus 53 Versuchen ergab sich für Marmor und Salzsäure bei 20° und Atmosphärendruck $k = 0.0444 \pm 0.003$.

Neuerdings hat Boguski in Gemeinschaft mit N. Kajander diese Versuche fortgesetzt und HBr und HNO_3 statt HCl auf Marmor wirken lassen. Bei HNO_3 ward erhalten: $\frac{126}{44} k M = 0.0175$; bei HBr $\frac{162}{44} k M = 0.0185$. Bei HCl war $\frac{73}{44} k M = 0.01765$. Hierbei bedeutet im Bruche der Zähler das verdoppelte Molekulargewicht der entsprechenden Säure, der Nenner das Gewicht eines (dadurch ausgetriebenen) Molecüls Kohlensäure. Vergleicht man die erhaltenen Werthe $\frac{126}{44} k M$, $\frac{162}{44} k M$ und $\frac{73}{44} k M$, so findet man, dass dieselben innerhalb der Beobachtungsfehler einander gleich sind. Sonach wäre die Constante k für diese 3 Säuren ihrem Moleculargewicht umgekehrt proportional.

Aus der Gleichung:

$$g = \frac{d\,[CO_2]}{d\,t} = k\,y$$

schliessen Boguski und Kajander, dass bei Einwirkung der 3 obengenannten Säuren von gleicher Concentration auf Marmor die Geschwindigkeit (g) der Kohlensäureentwickelung dem Moleculargewicht der entsprechenden Säure umgekehrt proportional ist.

Bei Anwendung fetter Säuren (CH_2O_2, $C_2H_4O_2$) bleibt die Oberfläche der angewendeten Marmorplatten nicht constant, indem sich Splitter von ihr loslösen; daher ergeben sich auch für k keine constanten Resultate. C.

XII. ***H. N. Draper. Ueber die Löslichkeit von Aether in wässriger Salzsäure*** (Ch. News XXXV. p. 87).

Mischt man 50 Vol. absoluten Aether und 50 Vol. Salzsäure von 1.196 spec. Gewicht bei 14°, die also 38.52 % HCl enthielt, so erhält man augenblicklich unter Wärmeentwickelung 95 Vol. einer rauchenden, homogenen, wasserklaren Lösung vom spec. Gewicht 1.010 bei 14°. Salzsäure von der angegebenen Stärke löst bei −16° 185.0 Vol., bei 0° 177.5, bei 10° 167.0, bei 16° 162.5, bei 38° 135.0 Vol. Aether. Beim Erhitzen auf eine Temperatur, die höher ist als die, bei welcher man die Salzsäure mit Aether sättigte, wird letzterer theilweise abgeschieden; durch Destilliren bei über 38° kann man aus obigen Lösungen den Aether unverändert erhalten.

C.

XIII. ***W. Alexejeff. Ueber die gegenseitige Löslichkeit von Phenol und Wasser und Amylalkohol und Wasser*** (Ber. chem. Ges. X. p. 410—412).

Schon früher fand Alexejeff (Ber. chem. Ges. IX. p. 1442), dass nur die Flüssigkeiten, welche entweder keine oder beständige Hydrate bilden, mit zunehmender Tempepatur immer löslicher werden, d. h. der Dossios'chen Hypothese folgen. Jetzt weist derselbe nach, dass die gegenseitige Löslichkeit von Phenol und Wasser, welche ein beständiges Hydrat bilden, mit der Temperatur zunimmt, und dass sie bei 84° in jedem Verhältnisse mischbar werden, während die Löslichkeit des Amylalkohols, der ein unbeständiges Hydrat bildet, mit erhöhter Temperatur abnimmt. Die Mischbarkeit wurde auf zwei Wegen bestimmt. Abgewogene Mengen der betreffenden Flüssigkeiten wurden in zugeschmolzenen Glasröhren in einem Wasserbade erwärmt, bis der Inhalt klar wurde. Dann liess man sie sich abkühlen und beobachtete die Temperatur in dem Moment, in dem eine Trübung eintrat. Die andere, weit weniger genaue Methode bestand im Bestimmen der Zusammensetzung der bei den verschiedenen Temperaturen

bereiteten Lösungen. Die folgenden Tabellen enthalten die Resultate; dabei bezeichnet p in der ersten den Phenolgehalt, in der zweiten a den Amylalkoholgehalt, w den Wassergehalt in 100 Theilen, t die Temperatur, bei welcher die Trübung erfolgt.

p	4.85	5.27	5.36	6.19	8.03	9.83	11.83	13.78	17.30	18.78
t	+12	+26	+35	+45	+59	+72	+77	+80	+82	+83
w	20.92	23.30	26.75	26.93	31.99	34.77	40.72	47.54	49.52	
t	−5	+9	+32	+43	+53	+61	+71	+78	+80	

Für $p = 3.75$ und $w = 19.85$ zeigte sich bei -10^0 noch keine Trübung. Bei der Schmelztemperatur des Phenols zeigt sich in der Löslichkeitszunahme kein Sprung.

a	4.23	3.89	3.50	2.99	2.72	2.50	2.34	2.34	2.50	2.72
t	0	+4	+8	+18	+24	+31	+49	+57	+81	+90
w	8.92	9.29	9.73	10.21	10.98	12.48	12.58	13.65	14.33	14.98
t	+8	+19	+26	+34	+45	+66	+68	+79	+84	+90

Es nimmt also mit Erhöhung der Temperatur die Löslichkeit des Amylalkohols in Wasser bis zu einem Minimum ab, um dann wieder zu steigen, ähnlich wie beim Glaubersalz; wie bei diesem ist wohl auch hier ein Zerfallen des Hydrats die Ursache. Da die Löslichkeit des Wassers in Amylalkohol mit der Temperatur zunimmt, so folgert Alexejeff, dass die betreffenden beiden Körper unter diesen Bedingungen keine oder beständige Hydrate bilden.

C.

XIV. ***J. Olivier.*** ***Ueber eine eigenthümliche Thatsache bei Wärmeerzeugung*** (C. R. LXXXIV. p. 550).

„Der folgende Versuch lehrt, dass unter gewissen Bedingungen sich in den Metallen die Wärme nicht von Theilchen zu Theilchen fortpflanzt. Eine quadratische Stahlstange, von 15 Mm. Breite und 70—80 Ctm. Länge wurde mit beiden Händen fest angefasst und zwar mit der einen an einem Ende, mit der andern in der Mitte; das freie Ende wurde fest an einen sich schnell drehenden Schleifstein gehalten. Binnen wenigen Minuten erhitzt sich das geriebene Ende beträchtlich, die Hand in der Mitte der Stange empfindet keine Temperaturerhöhung, während

die am andern Ende so stark erhitzt wird, dass sie die Stange loslassen muss.“ . E. W.

XV. ***A. Crova.*** ***Messung der Wärme der Sonnenstrahlen, die auf die Oberfläche der Erde fallen*** (C. R. LXXXIV. p. 495—497).

In einer neuen Mittheilung veröffentlicht Herr Crova die Resultate, welche er zur Zeit der Sommer- und Winterwende für die Wärmemengen *A* und *B* erhalten hat, die die Sonnenstrahlen einer zu ihnen senkrechten und einer dem Erdboden parallelen Fläche von der Grösse eines □Ctm. zuführen. Die Beobachtungen wurden an zwei besonders günstigen Tagen, 4. Jan. 1876 zu Montpellier und 11. Juli 1876 an der Küste von Palavas, 12 Kilom. von Montpellier, mittelst zweier sorgfältig verglichener Actinometer von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang angestellt. Die Curven der in jeder Stunde gefundenen Intensitäten wurden auf Papier von ganz gleichmässiger Dicke aufgezeichnet, und die durch sie begrenzten Flächenräume gewogen, wodurch sich die am ganzen Tag senkrecht aufgefallenen Wärmemengen ergaben. Ferner zeichnet der Verf. die Curven der Producte einer jeden beobachteten Intensität in den Cosinus der entsprechenden Zenithdistanz der Sonne und erhält durch ihre Wägung die am ganzen Tag von der horizontalen Fläche des Erdbodens aufgenommenen Wärmemengen, wobei er jedoch die von demselben reflectirte Wärme unberücksichtigt lässt. Seine Resultate enthält folgende Tabelle:

	4. Januar 1876:			11. Juli 1876:		
	A	*B*	*B*:*A*	*A*	*B*	*B*:*A*
1. Von Sonnenaufgang bis Mittag	264.4	78.9	0.298	451.5	293.5	0.650
2. Von Mittag bis Sonnenuntergang	270.6	82.3	0.304	424.9	280.6	0.660
3. Von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang	535.0	161.2	0.301	876.4	574.1	0.655

Die senkrecht auffallende Wärmemge. a. 4. Jan. ist 0.610 v. d. a. 11. Juli
„ a. d. Obfl. d. Erde „ „ „ „ „ 0.281 „ „ „

E. L.

XVI. ***P. Desains.*** ***Untersuchungen über die Wärmespectren*** (Fortsetzung. C. R. LXXXIV. p. 285—286).

In einer im Mai 1870 publicirten Arbeit hat Desains gezeigt, dass bei dem durch Steinsalz- oder Flintglasprismen erhaltenen Spectrum der Sonne die Wärme im hellen Theile etwa $^1/_3$, dagegen bei dem von weissglühendem Platin nur einen verschwindenden Bruchtheil der gesammten Intensität besitzt. Ebenso ist es, wenn die Strahlen des glühenden Metalles durch eine Schicht Wasser gegangen sind. Dem Spectrum der Sonne viel ähnlicher haben de la Provostaye und Desains das des electrischen Lichtes gefunden. Neuere Versuche von Desains, bei denen er eine Batterie von 50—100 Bunsen'schen Elementen anwandte, ergaben für das electrische Spectrum die Wärme im hellen Theil zu $^1/_6$ der gesammten. Liess er jedoch die Strahlen der electrischen Lampe durch eine 3—4 Ctm. dicke Wasserschicht gehen, so verminderte sich die Wärme im dunkeln Theile des Spectrums so stark, dass ihre Intensität im hellen Theile ungefähr $^1/_3$ der gesammten betrug, wie bei dem Sonnenspectrum. Der Verf. weist darauf hin, dass die Atmosphäre eine Menge Wasserdampf enthält, welche, condensirt, die Erde mit einer Schicht Wasser von nahezu 4 Ctm. bedecken würde. E. L.

XVII. ***Gouy.*** ***Untersuchungen über die Spectra metallischer Verbindungen in dem unteren Theile der Flamme*** (C. R. LXXXIV. p. 231—234).

Die Basis der Flamme eines Bunsen'schen Brenners bildet bekanntlich eine blau oder grün leuchtende Schicht, deren Spectrum die bekannten Kohlenlinien zeigt. Herr Gouy erhielt, indem er dem Gemenge aus Leuchtgas und Luft in einem dazu construirten Brenner zerstäubte Salzlösungen beimischte, in der unteren Flammenschicht Spectra, die von den gewöhnlichen, in der oberen farblosen Flamme erzeugten sowohl der Intensität nach als durch Auftreten einzelner Linien, die man sonst nur im Funkenspectrum der Salzlösung wahrnimmt, abweichen.

Dem Funkenspectrum angehörige Linien wurden bei den Chloriden von Lithium, Strontium, Eisen, Kobalt, Zink, Cadmium und bei den salpetersauren Salzen von Mangan, Blei und Silber constatirt. Verstärkung einzelner Linien zeigten schwefelsaures Thallium, Chlorcalcium, Chlorbaryum, Chlormagnesium und salpetersaures Kupfer. — Bei Chlorlithium trat im unteren Spectrum auch die Linie im Orange deutlich auf. Platinchlorid zeigte eine hellleuchtende bläulich-weisse Flamme. Ihr oberer Theil zeigt ein continuirliches von einigen Banden und Streifen durchzogenes Spectrum; das Farbenbild der Flammenbasis ist von dem des Funkens sehr verschieden und besteht aus einer Reihe glänzender Banden, die nach dem Violett zu scharf begrenzt sind. Ausserdem treten einige schwache Streifen in ihm auf.

Zn.

XVIII. ***William Draper.*** *Ueber die Linien im ultrarothen Theile des Sonnenspectrums* (Phil. Mag. (5) III. p. 86—89).

XIX. ***Abney.*** *Ueber die Linien im ultrarothen Theile des Sonnenspectrums* (Phil. Mag. (5) III. p. 222).

Im Hinblick auf die Versuche von Abney und von Vogel und Lohse, den unsichtbaren Theil des Sonnenspectrums jenseits des Roth auf Collodium, welches verschiedene Zusätze farbiger Körper erhalten hat, zu photographiren, erinnert Draper daran, dass ihm dies bereits vor 35 Jahren (Phil. Mag. Febr. 1843) gelungen ist. Seine wiederholt beschriebene Methode (vergl. auch Phil. Mag. (4) I. p. 368, Krönig, J. f. Phys. des Ausl. III. p. 170) beruht auf der Thatsache, dass die Wirkung des Tageslichtes auf eine nach Daguerre's Verfahren jodirte Silberplatte bei successiver oder gleichzeitiger Bestrahlung durch die für sich keine Wirkung anzeigenden ultrarothen Strahlen aufgehoben wird. Beim Hervorrufen durch Quecksilberdämpfe erhält man also auf den Stellen, wo Fraunhofer'sche Linien das Ultraroth durchsetzen, durch die daselbst ungehemmte Wirkung des Tageslichtes eine Repro-

duction derselben. — Es ist interessant, dass die Becquerel'sche Methode (s. Beibl. I. p. 55—57) auf einem ganz analogen Vorgange bei der Hervorrufung von Phosphorescenzlicht beruht.

Eine Bemerkung Draper's in der vorstehend referirten Mittheilung veranlasste Hrn. Abney zu einer Erwiderung, in der nur die Thatsache von allgemeinerem Interesse ist, dass es dem Verfasser gelungen ist, ein eigentlich photographisches Negativbild des Spectrums mit seinen Linien weit unter der bisher für die photochemische Wirkung gefundenen Grenze zu erhalten. Zn.

XX. *H. W. Vogel. Ueber eine empfindliche spectralanalytische Reaction auf Thonerde und Magnesia* (Ber. chem. Ges. IX. p. 1641—46. 1876; X. p. 157—159. 1877).

XXI. *F. v. Lepel. Beitrag zur Kenntniss der spectralanalytischen Reaction auf Magnesia* (Ber. chem. Ges. IX. p. 1845—49. 1876; X. p. 159—165. 1877).

Die Verf. wandten bei ihren Versuchen reines, sublimirtes Purpurin an, dessen concentrirte alkoholische Lösung den blauen und grünen Theil des Spectrums ganz, den gelben zum Theil auslöscht, während die verdünnte das Blau theilweise absorbirt und bei F und $b\,E$ 2 deutliche Absorptionsstreifen zeigt. In verdünnterer wässriger Lösung zeigt sich dagegen nur eine stärkere Absorption zwischen F und b, eine schwächere im Gelb, rechts von E. Diese letztere scheint durch die Gegenwart einer Spur Alkali hervorgerufen zu sein; der geringste Essigsäureüberschuss färbt die Flüssigkeit gelb und lässt nur eine schwache Absorption im Blau übrig.

Versetzt man die gelbe, wässrige, sehr verdünnte Purpurinlösung mit einer verdünnten Thonerdesalzlösung, so wird sie roth und zeigt zwei starke Absorptionsstreifen, α und β zwischen E und D und F und b, und einen dritten schwächeren, von der Concentration abhängigen, γ bei F.

Ist die Lösung zu concentrirt oder zu thonerdereich, so fliessen die drei Streifen in einen zusammen. Die Gegen-

wart von viel Salmiak verschiebt die Streifen nach dem Blau hin. Der Zusatz von Essigsäure zerstört die Thonerdestreifen α und β nicht, wohl aber überschüssige Weinsäure, Salzsäure und Salpetersäure; Zusatz von Alkalien stellt sie wieder her. Man kann durch die obigen Streifen noch 0.5 Milligr. Alaun nachweisen.

Lösliche Magnesiasalze geben dieselbe Reaction; nur ist hier der Streifen β stärker und der Zwischenraum verwaschener. Diese Reaction ist noch empfindlicher als die vorige, von der sie leicht unterschieden wird, da ein geringer Ueberschuss Essigsäure sofort die Magnesiareaction vernichtet.

Eisensalze und Zinksalze im Ueberschusse stören das Auftreten der Streifen; ebenso verdecken alkalische Erden, wenn vorherrschend, die Magnesia-Thonerdereaction vollständig. Sind Thonerde und Magnesia zugleich in einer Flüssigkeit enthalten, so werden die Absorptionsstreifen durch Zusatz von Essigsäure schwächer, ohne jedoch zu verschwinden. Ein geringer Gehalt an Kalk stört die Reaction nicht, ist im Gegentheil vortheilhaft. Die alkalische Purpurinlösung zeigt unter gewissen Bedingungen Streifen, die mit den von Thonerde und Magnesia hervorgebrachten Aehnlichkeit haben; eine Verwechselung ist jedoch unmöglich, wenn man eine Spur Kalklösung zusetzt; hierdurch verschwindet nach dem Umschütteln der eine Streif der alkalischen Purpurinlösung, während die Reaction auf Thonerde und Magnesia nicht gestört wird. Statt der Kalklösung kann auch Salmiak zu diesem Zwecke verwendet werden. Das Spectrum einer ätherischen Purpurinlösung ist dem der alkoholischen gleich. Setzt man Wasser zu der alkoholischen Flüssigkeit, so verschieben sich beide Streifen nach dem Roth hin; ihre Ränder werden verwaschen.

Setzt man Chlormagnesiumlösung (1 : 10) zur gelben alkoholischen Purpurinlösung, so entsteht ein dritter Streifen γ zwischen D und E; die 2 anderen verschieben sich etwas nach dem Violett hin. Dieser neue Streif ist der intensivste und am schärfsten begrenzte; β und α sind we-

16

niger scharf begrenzt, α ist am schwächsten. Derselbe Streifen erscheint, wenn man zur ätherischen Purpurinlösung etwas Alkohol und Chlormagnesium hinzusetzt; hierbei wird die Flüssigkeit stark fluorescirend. Essigsäure zerstört zuerst die Fluorescenz, γ bleibt anfangs noch sichtbar, während α und β auf Eb und F zurückkehren. Grösserer Zusatz von Essigsäure zerstört schliesslich den Streifen γ, aber nicht die gelbe Färbung der Flüssigkeit. Analog verhält sich die chlormagnesiumhaltige Purpurinlösung in absolutem Alkohol, nur dass hier die Essigsäure die Färbung leicht ganz vernichtet. C.

XXII. ***H. W. Vogel.*** *Spectralanalytische Notizen* (Ber. chem. Ges. X. p. 373—375).

1. Absorptionsspectrum des Granats. Ein geschliffener orientalischer Granat von rubinrother Farbe gab einen Streifen bei $F\,^1/_2\,b$ im Grün, einen zweiten schwächeren γ auf $b\,E$ und einen starken β bei D. Ebenso verhielt sich ein bräunlicherer böhmischer Granat, doch flossen wegen der dunkleren Farbe α und β zu einem Streifen zusammen; ein noch dunklerer Pyrop verschluckte die linke Seite des Spectrums vollständig; der Streifen β trat nur im Sonnenlicht vollständig hervor.

2. Das Absorptionsspectrum des Rubins zeigt einen verwaschenen Streif zwischen E und D, dessen höchste Intensität nahe D ($D\,^1/_3\,E$) liegt. Falscher Rubin (Goldglas) zeigt einen ähnlichen, weniger verwaschenen Streif näher bei E ($E\,^1/_3\,D$). C.

XXIII. ***Br. Radziszewski.*** *Ueber einige phosphorescirende organische Körper* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 321—322).

Im Anschluss an seine früheren Versuche (Beibl. I. p. 192—193) fand der Verf., dass auch Formaldehyd und Traubenzucker bei Einwirkung alkoholischer Kalilauge bei Sauerstoffzutritt und Erwärmen leuchten. Da nach E. Duchemin die Nocticula milicris auf der Haut ein Brennen er-

zeugt; so wäre es möglich, dass diese Thiere Formaldehyd abscheiden, das sich zu Ameisensäure oxydirt. Das Leuchten des Traubenzuckers ist ein neuer Beweis für seine Aldehydnatur. Neurin, das unter den obigen Bedingungen keinen Aldehyd liefert, leuchtet auch nicht. E. W.

XXIV. ***T. L. Phipson.*** *Ueber die Phosphorescenz organischer Körper* (C. R. LXXXIV. p. 539).

Der Verfasser macht im Anschluss an die Versuche von Radziszewski darauf aufmerksam, dass er bereits früher gefunden (Chem. News 1875), dass das Noctilucin, ein Stoff, den er aus den Leuchtkäfern und Skolopendern gewonnen, bei langsamer Oxydation Licht aussendet und so wohl die Ursache für das Leuchten der betreffenden Thiere abgiebt. E. W.

XXV. ***J. de Montgolfier.*** *Ueber das Drehungsvermögens bei den isomeren Campholen* (C. R. LXXXIV. p. 445—447).

Frühere Versuche hatten gezeigt, dass gewisse Isomere des Borneols sich unter verschiedenen Umständen und besonders bei der Aetherisirung durch Stearinsäure in einen stabilen Borneol mit einer Maximaldrehung von $\alpha_D = +37^0$ verwandeln. Aehnliches, wenn auch nicht so deutlich, ergab sich bei Anwendung von Benzoesäure und Essigsäure.

Auch blosses andauerndes Erhitzen steigert das Drehungsvermögen, so bei einem Borneol bei 10stündigem Erhitzen bei einer Temperatur von 350° von 20° auf 30°, bei einem anderen bei 20stündigem von 10° auf 19°. Linksdrehende Borneole gehen dabei in rechtsdrehende oder doch weniger stark linksdrehende über. Als Endproduct erhält man bei einer Reihe von Processen reines rechtsdrehendes Borneol ($\alpha_D = +37^0$, für die Uebergangsfarbe ist $\alpha = +42^0$). Es ist mit dem natürlichen Borneol identisch, für das Biot irrig +33.4° für die Uebergangsfarbe angiebt. E. W.

XXVI. ***J. Hopkinson. Rückstand der Leydner Flasche und dielectrische Eigenschaften verschiedener Glassorten*** (Auszug: Proc. Roy. Soc. XXV. p. 496—497).

Der Verfasser nimmt bei der Leydner Flasche eine Superposition der Wirkungen aufeinanderfolgender electromotorischer Kräfte an, derart, dass man, wie nach dem Ohm'schen Gesetze bei der galvanischen Kette, auch hier die Gesammtwirkung für einen Zeitabschnitt erhält, indem man die Wirkungen der einzelnen Zeitmomente summirt. Er stellt eine schematische Formel auf, ohne sie jedoch zu specificiren, und sagt, dass das Experiment dieselbe bestätigt, ohne indess die Beobachtungen aufzuführen. Von dem Resultate der Letzteren giebt er nur an, dass die natronreichen, weniger isolirenden, ordinären Gläser grosse, die schweren, viel besser isolirenden Flintgläser dagegen kleine Rückstände entwickeln. W. F.

XXVII. ***Emilio Broglio.*** *Neue Kette* (L'Elettricista. rivista mensuale I. p. 94—95).

Die Erfahrung, dass Zink sich ohne Wasserstoffentwickelung in wässriger schweflichter Säure unter Bildung von schweflichtsaurem, unterschweflichtsaurem (und gelblich gefärbtem wasserstoffschweflichtsaurem) Zink auflöst, führt den Verfasser zur Herstellung einer Kette: Kohle, gesättigte wässrige Lösung von schweflichter Säure oder von doppelt schweflichtsaurem Kali oder Natron, Zink, in welcher der Wasserstoff durch die schweflichte Säure oxydirt werden kann, und deren Wirkung sehr constant ist. Die Stromintensität sinkt erst nach 24 Stunden auf zwei Drittel des ursprünglichen Werthes. Messungen der electromotorischen Kraft sind noch nicht angestellt.

G. W.

XXVIII. ***Füller.*** *Neue Kette* (Ann. Télégraphiques. L'Elettricista I. p. 36).

Eine Chromsäurekette, in der der Kohlencylinder in einer Lösung von 1 Theil chromsaurem Kali, 9 Theilen

Wasser, 3 Theilen Schwefelsäure steht, und der darin befindliche Thoncylinder einen amalgamirten, in verdünnter Schwefelsäure ($^1/_{40}$) stehenden Zinkstab enthält, der unten in Quecksilber taucht. G. W.

XXIX. ***John J. Blair.*** *Neue Kette* (Scientif. American. L'Elettricista I. p. 36).

Ein mit Leinwand umwickelter Zinkstab ist in ein Zinngefäss gebracht, welches unten auf ein isolirendes Glasgefäss gesetzt ist. Der Zwischenraum zwischen dem Zinkstab und der Gefässwand ist mit Kohle von hartem Holz und einer concentrirten Lösung von kohlensaurem Kali in warmem Wasser gefüllt. G. W.

XXX. ***G. Forbes.*** *Ueber diamagnetische Rotation* (Proc. Soc. Edinb. 1875/76. p. 85—87).

Ein an einem feinen Faden vertical aufgehängter Glascylinder sollte nach Forbes in Rotation gerathen, wenn sich über und unter demselben die beiden Pole eines starken Electromagnetes befinden. Wird an demselben ein Spiegel befestigt, der das Bild einer Flamme auf einer Scala entwirft, so kann man in der That bei rechtzeitiger Umkehrung der Polarität des Magnetes beobachten, dass der Cylinder in Schwingungen geräth. Dasselbe geschieht, wenn der Cylinder in Oel eingesenkt ist. Befindet sich ein Nordpol über dem Glascylinder, so dreht sich derselbe in entgegengesetzter Richtung, wie die nach oben liegenden Zeiger einer Uhr. Zuweilen ergaben sich auch Rotationen, wenn sich die Magnetpole in der horizontalen Ebene befanden.

Ob diese Phänomene nicht durch Erzeugung von Inductionsströmen in den vielleicht zu den Magnetpolen nicht ganz symmetrisch aufgehängten Glasstäben bedingt sind, mag dahingestellt bleiben. Auch könnten, wie J. Clerk Maxwell (l. c.) anführt, diamagnetische Abstossungen Einfluss haben, die aber bei excentrischer Aufhängung des

Glases bei alternirenden Magnetisirungen stets in gleichem Sinne wirken würden. Jedenfalls wären diese Erscheinungen genauer zu studiren. G. W.

XXXI. ***M. F. Carré.*** *Herstellung der Kohlenelectroden für das electrische Licht* (C. R. LXXXIV. p. 346—348).

Schon im Jahre 1868 hat Carré die künstlich hergestellten Kohlen mit verschiedenen Salzen imprägnirt, sowohl durch längeres Sieden in concentrirten Salzlösungen, als auch durch directes Einpressen von etwa 3—8 % der Substanzen. Er fand, dass Kali und Natron hierbei die Länge des Lichtbogens mindestens verdoppeln, die in den Kohlen enthaltene Kieselsäure auflösen, welche 6—7 Mm. von den Enden der Spitzen in glasigen Kugeln austritt, und die Helligkeit des Lichtes auf das 1.25fache bringen. — Kalk, Magnesia und Strontian vermehren die Helligkeit auf das 1.3 oder 1.5fache unter Färbung des Lichtes; Eisen und Antimon auf das 1.6 bis 1.7fache. Borsäure conservirt die Kohlen, indem sie sich mit einem Glase überziehen, welches den Zutritt des Sauerstoffs hindert; indess wird die Helligkeit nicht gesteigert.

Die künstlich aus sorgfältig mit Kalilauge, Säuren u. s. f. gereinigtem Kohlenpulver mit Gummi, Gelatine, Harzen u. s. f. gepressten Kohlen eignen sich zu diesen Versuchen besser als Gaskohle, die mit den Lösungen getränkt wird. Zur Herstellung der Spectra mischt man sie am besten mit den Elementen selbst. — Auch sind die künstlichen Kohlen 3—4 Mal fester, leiten besser und geben ein etwa 1.28 mal helleres Licht unter gleichen Umständen, als die Gaskohlen. G. W.

XXXII. ***Mouton.*** *Ueber die Inductionserscheinungen* (J. de Phys. VI. p. 5—16. 46—50. 1877. C. R. LXXXII. p. 84. p. 1387. LXXXIII. p. 146. 1876).

Die schon mit Hülfe des Galvanometers, der Geissler'schen Röhren u. s. f. beobachteten alternirenden Ströme

in Inductionsspiralen sind auch von Mouton studirt worden, indem er die an den Enden der letzteren auftretenden abwechselnden Spannungen mittelst eines Thomson'schen Quadrantelectrometers maass. Die Nadel desselben war nach der Abänderung von Branly mit dem einen Pole einer andererseits abgeleiteten Säule verbunden. Die Quadranten wurden zu gewissen Zeiten mit den Enden der Inductionsspirale in Verbindung gesetzt.

Der hierzu dienende Apparat besteht aus drei auf eine Axe aufgesetzten Rädern. Das erste, welches zur Schliessung und Unterbrechung des inducirenden Stromes dient, ist auf seiner Peripherie so ausgefeilt, dass dieselbe sich von einer Stelle an allmählich, etwa über einen Viertelkreis, erweitert und dann plötzlich sich verjüngt, so dass daselbst eine zahnförmige Einbuchtung entsteht. Die Peripherie dieses Rades schleift gegen eine mit dem einen Ende der vertical gestellten inducirenden Spirale verbundene Schneide von Bronce, welche durch eine Feder nach vorn gedrückt, durch eine Schraube zurückgezogen wird. Diese Schneide kann durch eine auf $^1/_{50}$ Millimeter graduirte Mikrometerschraube gehoben und gesenkt werden.

Die beiden anderen kreisförmigen Räder tragen auf ihrer Peripherie eine ihnen concentrische, etwa $^1/_6$ bis $^1/_4$ Kreis umfassende, durch einzelne hindurchgehende Schrauben an irgend weiteren Schwingungen gehinderte Feder, auf deren Ende wiederum Schneiden befestigt sind, die je bei einer Umdrehung der Räder genau zu gleicher Zeit an zwei isolirte Spitzen anschlagen. Diese letzteren sind mit den Quadranten des Electrometers verbunden. Die beiden Räder sind durch eine schleifende Metallfeder beständig mit den Enden der inducirten Spirale verbunden. Je nach der Stellung der die Schliessung und Oeffnung des inducirenden Stromes bewirkenden Spitze wird somit der inducirte Kreis eine bestimmte Zeit nach Beginn der Induction mit dem Electrometer in Verbindung gesetzt.

Zur Bewegung der die Räder tragenden Axe diente eine kleine Gramme'sche Maschine, durch deren Drahtgewinde ein Strom geleitet wurde; die Regelmässigkeit der Dreh-

ungen wurde vermittelst eines nach dem Watt'schen Systeme construirten Centrifugalregulators hergestellt, durch den in Spiralen auf Hartkautschukcylinder aufgewundene Eisendrähte mehr oder weniger tief in Quecksilber eingesenkt wurden. Die Drähte und das Quecksilber waren in den Kreis des die Maschine treibenden Stromes eingefügt. Um die Geschwindigkeit der Drehung der Räder zu messen, war auf ihre Axe ein Zahn aufgesetzt, der bei jeder Umdrehung eine Feder gegen einen Anschlag drückte und dadurch den Stromkreis eines gewöhnlichen Schreibelectromagneten schloss. Derselbe verzeichnete gleichzeitig mit einer Stimmgabel seine Zeichen auf geschwärztem Papier.

Das Electrometer wurde nach einer Methode von Mascart (Journ. de Phys. IV. p. 324) graduirt.

Bei schnell aufeinander folgender Wiederholung der Verbindungen ladet sich das Electrometer bald auf das Potential an den Enden der Inductionsrolle.

Die vier angewandten inducirenden Rollen hatten keinen Eisenkern; sie bestanden aus 1—4 Lagen von übersponnenem Kupferdraht von 1 Mm. Dicke. Der sie durchfliessende Strom wird durch ein Daniell'sches Element (mit Kupfervitriol- und Zinkvitriollösung) erzeugt. Die zwei Inductionsrollen, welche genau über diese Spiralen passten, hatten: 1) 7.5 Ctm. äusseren Durchmesser, 15 Ctm. Länge, 13860 Windungen von Draht von 0.25 Mm. Dicke, 2500 M. Drahtlänge, 942 Ohmad Widerstand; 2) gleiche Dimensionen, aber 7260 Windungen von 0.4 Mm. dickem Draht, 1200 M. Drahtlänge und 164 Ohmad Widerstand.

Die Versuche ergaben Resultate, welche im Wesentlichen mit den früher auf anderen Wegen erhaltenen übereinstimmen. Schon unter 4 Milliontel Secunden nach dem Oeffnen des inducirten Stromes zeigt sich eine Spannung; so dass also auch Mouton, ebenso wie Helmholtz vor ihm, die von Blaserna beobachtetete Verzögerung der Induction nicht auffinden konnte. Es wurden eine grosse Anzahl alternirender Ströme beobachtet, wobei die alternirerden Maximalladungen allmählich an Stärke abnahmen. Die Zeit zwischen den Momenten, zwischen denen keine Ladung

auftritt, ist stets die gleiche, mit Ausnahme der ersten Oscillation, die länger ist. Diese Zeitdauer ist unabhängig von der Zahl der Windungen der inducirenden Spirale und der Stromintensität.

In Tausendtel Secunden ausgedrückt, ist bei der

Spirale von	13860	7260 Windungen
Die Zeit der ersten Periode	0.108—0.112	0.035
„ „ „ folgenden „	0.076—0.077	0.023—0.025.

Eisendrähte in der Spirale verlängern nur die erste Periode, nicht die folgenden. Bei Einlegen von 10, 20, 40, je 1 Mm. dicken Eisendrähten wird bei der grösseren Inductionsspirale die Zeit der ersten Periode, resp. 0.144; 0.153; 0.171, wobei das erste Maximum bedeutend (z. B. von 18 bis 50) steigt.

Die Dauern der isochronen Perioden verhalten sich in beiden Spiralen wie die Quotienten ihrer Drahtlängen durch ihren Querschnitt $\left(\frac{2500}{0.25} : \frac{1200}{0.4} = 3.3; \ \frac{0.77}{0.23} = 3.3\right)$.

Besteht die Inductionsspirale aus einer Rolle, deren eines Drahtende im Innern liegt, so bleibt die Spannung an letzterem fast während der ganzen Dauer der Induction auf Null. Besteht die Spirale aus zwei Rollen, deren innere Enden mit einander verbunden sind, so sind die freien Enden gleich stark geladen.

Bei Veränderung der Intensität i des inducirenden Stromes wächst der Werth des ersten Maximums m unter sonst gleichen Bedingungen schneller, als jene Intensität; dagegen ist der Gesammtwerth s der während der ersten Periode inducirten electromotorischen Kräfte direct derselben proportional ($i = 1, 2, 3$; $m = 18, 40, 63$; $s = 140, 281, 428$). Ebenso wächst bei gleicher Stromintensität das erste Maximum m schneller als die Zahl der Windungsreihen n der inducirenden Spiralen, während wiederum die gesammte inducirte electromotorische Kraft s während der ersten Periode derselben proportional ist ($n = 1, 2, 3, 4$; $m = 28, 61, 104, 150$; $s = 90, 182, 300, 393$).

G. W.

XXXIII. ***W. Spottiswoode. Beschreibung eines grossen Inductoriums*** (Phil. Mag. (5) III. p. 30—34).

Ein sehr grosses Inductorium ist von dem Mechaniker Apps in London construirt worden. Als inducirende Rollen werden zwei Spiralen verwendet. Die eine für lange Inductionsfunken hat 660 Yards Drahtlänge, 1344 Windungen in 6 Lagen von Kupferdraht von 0,096 Zoll Durchmesser und 2.3 Ohmad Widerstand, und ist 42 Zoll lang, hat 3.75 Zoll inneren, 4.75 Zoll äusseren Durchmesser und wiegt 55 Pfund. Sie enthält ein 67 Pfund schweres Eisendrahtbündel. Die andere inducirende Rolle zur Erzeugung kurzer dicker Funken, hat einen Eisenkern von 92 Pfund Gewicht; ihr Kupferdraht ist 504 Yards lang und in doppelten Windungen nebeneinander in drei Lagen aufgewunden. — Die Inductionsrolle enthält einen 280 engl. Meilen langen, 0.0095 bis 0.0115 Zoll dicken Kupferdraht, der einen Cylinder von 37.5 Zoll Länge, 9.5 Zoll innerem und 20 Zoll äusserem Durchmesser bildet, und in 4 nebeneinander liegenden Abtheilungen gewunden ist, deren mittlere den dickeren Draht enthalten. Der Draht ist in flachen Scheiben zu etwa 200 übereinander liegenden Schichten, im Ganzen in 341850 Windungen gewunden. Ohne Schaden konnten 70 Grove'sche Elemente zur Erzeugung der Inductionsströme verwendet werden. Der Condensator enthält 126 Zinnblätter von 18 × 8.25 Zoll Oberfläche, die durch je zwei dicke, lackirte Papiere getrennt sind. Mit 30 Grove'schen Elementen gab der Apparat unter Anwendung der kleineren primären Rolle bis zu 42 Zoll lange Funken. Mit 28 Zoll langen Funken wurden Flintglasstücke von 3 Zoll Dicke durchbohrt oder zerschlagen. In Entladungsröhren zeigten die Inductionsströme sehr glänzende Erscheinungen, die Schichtung erschien auch im rotirenden Spiegel überaus lebhaft, schon bei Anwendung von 2—3 Elementen. G. W.

XXXIV. *Sitzungsberichte der Physical Society of London* (Chem. News X. p. 38—39; p. 62—63; p. 83; p. 101).

Sitzung am 20. Januar. Huggins zeigt Photographien des Spectrums von α Lyrae. — Lockyer macht hierbei darauf aufmerksam, dass von den beiden *H* Linien des Calciums nur eine in der Photographie sichtbar ist, und bringt dies mit seiner Hypothese in Verbindung, nach der das Calcium aus zwei verschiedenen Elementen zusammengesetzt ist; einem jeden derselben entspricht eine *H* Linie. — C. Roberts. Ueber künstliche Erzeugung der Säulen-Structur wie sie beim Basalt auftritt. Er erhielt dieselbe, wenn er gewisse Gemenge von Sand und Thon auf 1300° erhitzte. — Guthrie. Ueber ein empfindliches Quecksilbermanometer (s. w. o. p. 228). — Guthrie zeigt eine Anzahl mit Wasser gefüllter Gummiballons um seine Auffassung der Gallerten zu veranschaulichen (s. Beibl. I. p. 7 ff.). Er fand, dass ein solcher Ballon, der ursprünglich 749.4 Grm. wog, durch Verdunstung des Wassers an seiner Oberfläche binnen 24 Stunden 0.95 Grm. an Gewicht verlor. Er untersucht jetzt, ob auch eine Diffusion von Salz durch den Kautschuk stattfindet, indem er einen mit Salzwasser gefüllten Ballon in reines Wasser hängt.

Sitzung am 3. Februar. Hr. Osborne Reynolds zeigt eine Reihe von Versuchen über Wirbelbewegung, und zwar zunächst die Rauchringe und ihre Interferenz mit dem von Tait construirten Apparat und geht dann zu den Wirbelbewegungen bei Flüssigkeiten über. Bewegt man eine Platte schräg durch Wasser, so ist die Constanz, mit der ihre durch die mitgerissene Luft angegebene Spur ihre Gestalt wiedergiebt, äusserst auffällig. Lässt man eine flache, an einem leichten Gestell aufgehängte Platte sich schnell durch Wasser bewegen, so hört die Bewegung auf, wenn man plötzlich die Hand fortzieht, hält aber an, wenn man es langsam thut. Lässt man durch eine feine Röhre auf die Rückseite der Platte eine gefärbte Flüssigkeit fliessen, so bildet sich stets ein Wirbelring, der ihr folgt; dasselbe tritt ein, wenn man von

oben Wasser in mit einer gefärbten Flüssigkeit bedecktes Wasser tropfen lässt. — In einem etwa 6′ langen Trog, an dessen einem Ende ein mit einer dünnen Kautschukscheibe verschlossenes horizontales Glasrohr eingesetzt ist, werden Luftringe erzeugt, wenn man Luft in die horizontale Röhre bringt und mit einem flachen Brett auf den Kautschuk schlägt. Man sieht hierbei, wie der Ring einen auf seinem Weg befindlichen Schieber vor sich hertreiben kann, ohne jedoch denselben jemals zu berühren. Ersetzt man die Luft durch eine gefärbte Flüssigkeit, so schreitet der Flüssigkeitsring mit beträchtlicher Geschwindigkeit vorwärts; doch war niemals seine Bewegung mit der eines festen Körpers vergleichbar. Bewegt er sich durch einen vorher gefärbten Theil der Flüssigkeit, so ruft er keine Translationsbewegungen hervor, es kann sich also seiner Bewegung kein Widerstand entgegensetzen. Allmählich nimmt aber die Geschwindigkeit des Ringes ab, dabei erweitert er sich indem er neue Wassertheilchen an sich zieht; sein Moment bleibt nahezu constant. Die Anfangsform des Ringes ist ein Sphäroid, doch bewegt sich ein fester Körder von dieser Gestalt wohl in Folge der Reibung nur langsam durch die Flüssigkeit. Es gelang dem Verfasser, die Gestalt des Ringes nachzuahmen, indem er eine mit Band umgebene Scheibe sich im Wasser bewegen liess. In Betreff der Untersuchungen von W. Thomson über die Interferenz zweier Ringe bemerkt Reynolds, dass die dabei entstehenden oscillirenden Ringe in Flüssigkeiten oder Gasen erzeugt werden können, wenn man statt der runden Oeffnung eine ovale anwendet.

Sitzung am 17. Februar. C. S. Woodword hat einen Apparat construirt, um die Interferenz transversaler Wellen zu zeigen; die resultirende Bewegung wird von dem Apparate selbst aufgezeichnet. — S. P. Thomson zeigte eine Nadel-Galvanometer, dessen Bewegungen sich projiciren liessen; doch war es wenig empfindlich. — Wilson macht die Strömungen im erhitzten Wasser dadurch sichtbar, dass er von ihnen Rosanilin fortführen lässt. — Guthrie weist nach, dass der Wasserdampf bei Lösungen

colloider Substanzen (Kleister, Gummi arabicum) und bei reinem Wasser gleiche Spannkraft besitzt. Der Verfasser benutzte zu den Messungen eine 33 Zoll lange *U*röhre, deren eines Ende umgebogen ist und in eine capillare Oeffnung endet, an das andere Ende ist eine Kugel angeblasen. Hat man die zu untersuchende Substanz, nachdem der Apparat vorher mit Quecksilber gefüllt worden, eingeführt, das Ganze umgekehrt, und ist das überflüssige Quecksilber ausgeflossen, so giebt das aus der capillaren Oeffnung ausfliessende Quecksilber ein Maass für seine Depression. Guthrie zeigte ferner, dass, wenn er eine mit einer geladenen Leydner Flasche verbundene Spitze unter eine Platte aus einem Nichtleiter brachte und dann nach einiger Zeit dieselbe mit einem Gemisch von Schwefel und Mennige bestreute, der Durchmesser des Kreises, der nach Entfernung des überflüssigen Pulvers auftritt, nicht allein von dem Abstand zwischen Punkt und Platte, sondern auch wesentlich von der Leitungsfähigkeit der Letzteren abhängt. Neigt man die Spitze gegen die Platte, so werden die Kreise schwach elliptisch. Schreibt man auf die nichtleitende Platte eines Electrophors mit einem Metall, so haftet je nach dessen Natur das Gemenge aus Schwefel und Mennige verschieden stark an derselben. —

Sitzung am 3. März. Foster zeigte die Polarisation der Wärmestrahlen, indem er sie durch Nicols von $2^5/_8$ Zoll Oeffnung auf eine Thermosäule fallen liess. Standen ihre Hauptschnitte senkrecht zu einander, so trat nur eine unbedeutende Ablenkung des Galvanometers ein, waren sie parallel, eine sehr grosse. Foster will diese Vorrichtung zur quantitativen Vergleichung der Wärmequellen benutzen. Latimer Clark beschreibt das zu obigen Versuchen benutzte von ihm construirte Galvanometer. — Wilson zeigt eine neue Holtz'sche Maschine. E. W.

Literatur-Uebersicht.

Liebig's Annalen der Chemie. 1877. Bd. CLXXXVI. Heft 1.

C. Klein und **Ch. Trechmann.** *Krystallographische Untersuchung amidartiger Derivate des Hydroxylamins, p. 76—110.*

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 4—6.

R. Radziszewski. *Ueb. einige phosphoresc. org. Körper, p. 321—322.*
J. Haver Droeze. *Die Löslichkeit d. Gypses in Wasser u. einigen Salzlösungen, p. 330—343.*
H. W. Vogel. *Spectralanalytische Notizen, p. 373—375.*
W. Alexejeff. *Löslichk. v. Phenol u. Wasser, Amylalkohol u. Wasser, p. 410—412.*
L. Pfaundler. *Ueb. d. Temperatur d. Dämpfe aus siedenden Salzlösungen, p. 463—468.*
L. Löwenherz. *Vorläufige Mittheilungen über thermometrische Fundamentalversuche, p. 469—474.*

Göttinger Nachrichten. 1877. Nr. 4.

M. Réthy. *Ein Beitrag zur Th. d. Beugungserscheinungen, p. 73—88.*

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 6—8.

J. v. Jonstorff. *Zwei Notizen über Molecularumlagerungen, p. 44.*
v. Fleischl. *Neue Meth. zur Best. des inneren Widerstandes, p. 49.*
F. Exner. *Weitere Versuche über d. galv. Ausdehnung, p. 60—61.*
Puluj. *Ueber Diffusion d. Dämpfe durch Thonzellen, p. 69—71.*

Dingler's Journal. 1877. T. CCXXIII. Heft 4—5.

R. B. Thurston. *Einwirkung d. Raschh. d. Formveränderung auf d. Widerstandsfähigk. d. Materialien, p. 333—348.*
Bréguet. *Magnet-electrische Maschine, p. 473.*
J. Jäger. *Das Barometer als Waage, p. 503—504.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXIV. Nr. 10—14.

Berthelot. *Sur les températures de combustion, p. 407—412.*
M. Lévy. *Sur la théorie mécanique de la chaleur, p. 442—443.*
J. de Montgolfier. *Sur l'isomérie du pouvoir rotatoire dans les camphols, p. 445—447.*
A. D. Arsonval. *Du maintien des températures constantes, p. 456—458.*
Berthelot. *Influence de la pression sur les phén. chimiques, p. 477—478.*
A. D. Arsonval. *Du maintien des températures constantes, p. 486—488.*
M. Lévy. *Appl. d'un théorème comprenant les deux principes de la théorie méc. de la chaleur, p. 491—494.*
A. Crova. *Mesures de l'int. calorifique des radiations solaires reçues de la surface du sol, p. 495—497.*

L. Phipson. *Sur la phosphorescence des corps organiques, p. 539.*
F. Plateau. *De la suspension de l'eau dans un vase fermé inférieurement par un tissu à larges mailles, p. 549—550.*
S. Olivier. *Sur un fait singulier de production de chaleur, p. 550.*
G. A. Hirn. *Sur un théor. rel. à la détente des vapeurs sans travail extérieure, p. 592—596.*
M. Lévy. *Sur la théorie des plaques élastiques planes, p. 596—599.*
A. Terquem. *Sur la théorie des mach. frigorifiques, p. 602—604.*
Croullebois. *Sur la réflexion de la lumière polarisée, p. 604—666.*
G. A. Hirn. *Sur un théor. rel. à la détente etc. (suite), p. 632—635.*
A. Terquem. *Sur la théorie des mach. frigorifiques, p. 648—650.*
Mouton. *Rech. sur la réflexion métallique des rayons calorifiques obscurs et polarisés, p. 650—653.*

Journal de physique. 1877. T. VI. März.

Ch. André. *Sur le phén. dit de la goutte noire et son influence sur l'observation du passage de Venus, p. 87—90.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLII. Nr. 10—14.

Maiche. *Elément dépolarisateur, p. 401—402. 447—448.*
Cance. *Nouvel électro-aimant, p. 495—498.*
Lavaut de Lestrade. *Nouveau moyen de recomposer la lumière du spectre solaire, p. 579—580.*
Thoré. *Le radiomètre d'absorption, p. 585—586.*
Thoré. *Nouveau saccharimètre, p. 587—589.*

Bulletin de la soc. philomatique de Paris (7) 1877. Nr. I.

J. Moutier. *Sur une dém. de la loi Dulong et Petit, p. 3—6,*
Cazin. *Sur la photogr. du spectre de l'étincelle électrique, p. 6—7.*
J. Moutier. *Sur la vapeur d'eau, p. 7—9. Sur l'ozone, p. 9—12. Sur la chaleur d'évaporation, p. 17—19. Sur l'eau oxygénée, p. 19—21. Sur le polymorphisme des cristaux, p. 31—34. Sur les transformations non réversibles, p. 39—41. Sur les théories capillaires, p. 45—47.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1877. T. X. Januar.

Berthelot. *Action chim. de l'effluve électrique (5 Notizen), p. 51—82.*
A. Ditte. *Action des hydracides sur les acides sélénieux et tellureux, étude des combinaisons qui en résultent, p. 82—100.*

Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique (2) 1877. T. XLIII. Nr. 1—2.

Van Monckhoven. *Moyens propres à la réprod. phot. des spectres ultraviolets des gaz, p. 187—192. Die Berichte darüber von Donny Van der Mensbrugghe und Montigny, p. 80—83.*

Proceedings of the Royal Society V. XXV. Nr. 177—178.

J. Hopkinson. *Residual Charge of the Leyden Jar. II. Dielectric Properties of various Glasses, p. 496—497.*

A. M. Worthington. *On the Forms assumed by Drops of a Liquid falling vertically on a horizontal Plate, p. 498—503.*

W. Spottiswoode. *On stratified Discharges III. On a Rapid Contact Breaker and the Phen. of the Flow, p. 547—550.*

J. Stoney *and* **R. J. Moss.** *On Crookes Force, p. 553—559.*

Philosophical Mag. (5) 1877. V. III. Nr. 18. April.

C. Niven. *On the Th. of an imperfectly homog. Elastic Solid, p. 241—260.*

G. Carey Foster. *Note on the Polarisation of Heat, p. 261—262.*

H. M. Bosanquet. *Notes on the Theory of Sound, p. 271—278.*

Challis. *A Theory of the Action of the cup-shaped Rad. with both Sides bright, p. 278-281.*

J. Trowbridge. *On Liquid Vortex Rings, p. 290—295.*

Nature. V. XV. 8. März bis 15. April 1877. Nr. 384—388.

Sitzung d. Phys. Soc. London. 11. Febr., p. 421—422.

W. Grove. *On the Radiometer, p. 436.*

A. Schuster. *Spectra of Metalloids, p. 447—448.*

Mendelejeff. *Researches on Mariottes Law, p. 455—457.*

Sitzung d. Phys. Soc. London, 3. März, p. 483.

Mendelejeff. *Researches on Mariottes Law, p. 498—500.*

The Chemical News. 1877. V. XXXV. Nr. 902—906.

J. H. Gladstone *and* **A. Tribe.** *On the preparation of Copper-Zinc Couples (rein chemisch), p. 121—122.*

Himly. *A new Meth. of det. with Accuracy the Melting Points of Metalls and of other substances bad Conductors of Heat, p. 128—130.*

Journal der russischen chem. Ges. und der physikalischen Ges. an d. Petersburger Universität. 1877. Bd. IX. Heft 1 u. 2.

Bericht über die Sitzung vom 7. Dec. 1876, p. 1—5. **W. D. Alenitzin**, *Ueber ein Instrument zum Schliessen eines Bathometers in beliebiger Tiefe.* — **G. Lewitzki**, *Ueber die Existenz eines widerstehenden Mittels im Weltenraume.* **D. J. Mendelejeff**, *Bemerkungen dazu.* — **O. D. Chwolson**, *Ueber die Construction des Quecksilberrheostaten von* **Jacobi**. — **D. A. Latschinoff**, *Das Lippmann'sche Capillarelectrometer.*

Bericht über die Sitzung vom 4. Jan. 1877, p. 27—30. **N. A. Hesechus**, *Ueber den Durchgang des Stromes durch Electrolyten, bei sehr verschiedener Grösse der Electroden.* — **B. Rosenberg**, *Ueber eine neue Formel für die Ausdehnung des Quecksilbers und Wassers.* — **J. P. Glasenap**, *Ueber Auffindung eines neuen Sternes im Bilde des Schwanes durch Schmidt in Athen.* — **M. F. Schidlowsky**, *Einige mikroskopische Beobachtungen über die Krystallisation der Metalle durch den galvanischen Strom.*

Ausführliche Mittheilungen.

Lewitzki. *Existenz eines widerstehenden Mediums etc., p. 6—25.*

N. Egoroff. *Electrisches Photometer, p. 33—49.*

F. Schidlowski. *Einige mikroskop. Beobachtungen etc., p. 49—53.*

D. Latschinoff. *Capillarelectrom. für Demonstration, p. 35—56.*

1877. BEIBLÄTTER № 5.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***Mascart.*** ***Die Lichtbrechung der Gase*** (Ann. d. l'éc. norm. (2) VI. p. 9—78).

Herr Mascart bespricht, ehe er seine zahlreichen und genauen Bestimmungen der optischen Constanten der wichtigsten Gase mittheilt, die Arbeiten, welche auf diesem Felde vorliegen, und indem er als allgemeines Ergebniss derselben die durch die Formel:

$$(n-1) = \frac{n_0 - 1}{1 + \alpha t} \cdot \frac{H}{760}$$

(n ist der Brechungsexponent beim Drucke H und der Temperatur t, n_0 bei dem Drucke 760 Mm. und der Temperatur 0°) ausgedrückte Relation bezeichnet, stellt er sich die Aufgabe, den Grad der Genauigkeit derselben und etwaige Abweichungen von ihr festzustellen. Namentlich wird darauf hingewiesen, dass zu prüfen sei, ob nicht der Druck, der auf den Gasen lastet, durch deren specifisches Gewicht ersetzt werden könne, und ob die gewöhnlich angenommenen Ausdehnungscoefficienten auch thatsächlich die betreffende Correction hinsichtlich der Temperatur wiedergeben.

Mascart hat zunächst Messungen nach der Borda-schen Methode (Ablenkung der Strahlen durch ein mit dem Gase gefülltes Hohlprisma) angestellt und gefunden, dass sich die Genauigkeit derselben bis zu einem, die früheren Angaben bei weitem übertreffenden Grade steigern lässt. Indess verliess er diese Methode aus verschiedenen Gründen. Namentlich stören: die Deformation der Plangläser durch den Druck der stark comprimirten Gase; die sehr merkliche, aber doch auch wieder nicht genau zu

messende Dispersion, welche die Bilder der beobachteten Lichtlinie undeutlich macht; die Schwierigkeit einer genauen Bestimmung der Temperatur u. a. m.

Von den verschiedenen Wegen, welche die Interferenzerscheinungen für die Bestimmung der Brechungsexponenten planparallel begränzter Medien darbieten, wählte Mascart die Methode der Talbot'schen Streifen, die in Frankreich wenig bekannt zu sein scheint, und deren Theorie nach Airy daher ausführlich wiedergegeben wird.

Sind e die Dicke der Platte, welche die eine Hälfte der schmalen Oeffnung bedeckt, n_1 und n_2 ihre Brechungsexponenten für Strahlen von der Wellenlänge λ_1 und λ_2, f die Zahl der zwischen den Spectrallinien λ_1 und λ_3 beobachteten Streifen, so ist (cf. Mousson, II. p. 493):

$$f = e\left\{\frac{n_2 - 1}{\lambda_2} - \frac{n_1 - 1}{\lambda_1}\right\},$$

oder wenn die beiden interferirenden Lichtbündel zwei gleich dicke Schichten verschiedener Substanzen, mit den Brechungsexponenten n_1 n_2 und n_1' n_2' durchlaufen:

$$f = e\left\{\frac{n_2 - n_2'}{\lambda_2} - \frac{n_1 - n_1'}{\lambda_1}\right\}.$$

Wenn endlich angenommen wird, dass man den Exponenten des einen Mediums für eine Wellenlänge λ von n allmählich bis zu n' sich ändern lasse, so ist die Zahl der schwarzen Streifen, welche durch die betreffende Stelle im Spectrum hindurchlaufen durch:

$$f\lambda = (n' - n)\, e$$

gegeben.

Um die Grösse der Verzögerung beliebig zu verändern, bediente sich Mascart bei seinen Versuchen der Fizeau'schen compensirenden Doppelplatten; es setzte sich sonach der gesammte Apparat in folgender Weise zusammen, dessen Details eine dem Original beigefügte, sorgfältig ausgeführte Tafel ersehen lässt.

Das von einem Spalte ausgehende Lichtbündel wird durch eine Objectivlinse parallel gemacht, fällt dann je zur Hälfte auf die eine oder andere zweier rechtwinklig

gestellter Platten und theilt sich in zwei in einigem Abstände getrennt laufende Strahlenbündel, die dann wieder durch eine ganz gleiche umgekehrt gestellte Doppelplatte zur Berührung gebracht werden. Diese lässt sich nicht nur um ihre Axe drehen, sondern auch horizontal verschieben, um genau das aus dem Recipienten austretende Lichtbündel zu halbiren. Um ganz genauen Anschluss der beiden vor dem Durchgang durch die Platten getrennten Bündel zu erzielen, ist die Dicke der Platten ein klein wenig grösser als die der Platten auf der Collimatorseite.

Ein beide Bündel begrenzender Spalt dient dazu, um die zur Entstehung der Talbot'schen Linien günstigste Breite der die Diffractionsphänomene liefernden rechteckigen Oeffnung zu erzielen, hinter der dann das Prismensystem und Beobachtungsrohr aufgestellt sind.

Der so aufgestellte Apparat giebt ein Spectrum ohne Streifen, sobald beide Plattensysteme genau symmetrisch gestellt sind. Die im richtigen Sinne ausgeführte Drehung des einen bringt sofort eine einseitige optische Verzögerung und die Erscheinung von Streifen hervor.

Eine vorläufige Prüfung bestätigte mit hinreichender Annäherung die zwischen dem Winkelabstande α je zweier Streifen, der halben Breite g der Diffractionsöffnung und der Wellenlänge stattfindende Relation $\alpha = \frac{\lambda}{g}$. Die dabei vorausgesetzte Einstellung auf die grösste Deutlichkeit der Streifen zeigt die Neigung des Auges, bei grösserer Entfernung der Streifen die Spalte zu breit, bei dicht stehenden Streifen sie zu eng zu machen.

Für das Studium der Fortpflanzung des Lichtes in den Gasen befinden sich zwischen den beiden Compensatoren zwei gleiche, etwa 2 M. lange Röhren von quadratischem Querschnitte. Sie sind ihrer ganzen Länge nach aneinander gelöthet und unter Dichtung durch Kautschuk vermittelst Glasplatten verschlossen und liegen in einen Trog mit Wasser eingetaucht, das fortwährend in Bewegung gehalten wird. Bleibt dann das Gas in der einen Röhre unverändert, wird aber das der anderen vom Drucke H_1 auf den Druck H_2

gebracht, so gilt für eine Stelle des Spectrums mit der Wellenlänge λ die letzte der citirten Gleichungen, die unter der Annahme, dass wenigstens mit grosser Annäherung der Ueberschuss des Brechungsexponenten über 1 (diese Grösse $n - 1$ nennt Mascart kurzweg die Refraction) dem Drucke H proportional sei:

$$\frac{n_1 - 1}{H_1} = \frac{n_1 - n_2}{H_1 - H_2} = \frac{f}{H_1 - H_2} \cdot \frac{\lambda}{e} \text{ oder } \frac{n_1 - 1}{H_1} = \frac{f}{P} \cdot \frac{\lambda}{e}$$

liefert und somit die Berechnung von n_1 gestattet, wenn die Zahl der Streifen f und die zugehörige Druckdifferenz $P = H_1 - H_2$ mit Genauigkeit bekannt sind.

Die Drucke werden durch ein dreischenkliges Differentialmanometer gemessen; ein offener Schenkel dient zum Einfüllen des Quecksilbers, dessen Abfluss zur Regulirung des Druckes dient.

Eine der Verbindungsröhren zwischen dem Gasrecipienten und dem Differentialmanometer führt zu einem Manometer mit offenem langen Schenkel. Der kurze, sehr weite Schenkel ist 1.2 M. lang, der andere Schenkel hat eine Länge von 8 M. Eine eiserne Pumpe drückt das Quecksilber in das Manometer und dient zugleich zum Füllen der Recipienten mit den stark comprimirten Gasen.

Die Lichtquelle ist eine Drummond'sche Lampe. Eine Natronflamme oder electrische Funken zwischen Metallelectroden vor derselben erlauben die Orientirung im Spectrum und Fixirung der Ausgangspunkte zur Messung.

Dieser grosse Apparat diente namentlich zur Ermittelung der Beziehungen zwischen Druck und Refraction. Zum Studium des Einflusses der Temperatur wurde ein ähnlicher, nur 25 Ctm. langer Doppelrecipient angewandt, bei dem der Einfluss des Zimmers auf die Temperatur des umgebenden Bades unmerklich war.

Ueber die Beobachtungen selbst theilt der Verfasser mit, dass, da die Verschiebung um den zehnten Theil des Abstandes zweier dunkeln Linien gut wahrzunehmen war, es genügt haben würde, 100 Fransen zu zählen, um das Ver-

hältniss $\frac{f}{P}$ bis auf ein Tausendtel zu ermitteln. Meist wurden gegen 300 gezählt, die in 2 bis 3 Minuten passirten. Mehr zu zählen ist unstatthaft, weil das Auge bei grösserer Anstrengung die Fähigkeit, jede einzelne Linie mit Sicherheit zu registriren, verliert. Die Verschiebung der 300 Linien wird bedingt von einer Druckdifferenz von etwa 25 Cm. beim grossen Apparate, von 2 Cm. beim kleinen. Es musste also, um die Druckdifferenz ebenso sicher zu erhalten wie die Streifenzahl, die Stellung der Quecksilberkuppen im ersten Falle bis gegen $^1/_{20}$ Mm. genau abgelesen werden; im zweiten Falle war selbst ein Versehen um $^1/_5$ Mm. ohne Einfluss.

Beziehungen zwischen Druck und Refraction.

Wäre die Refraction dem Drucke proportional, so hätte man für 2 verschiedene Druckgrössen H_1 und H_2:

$$\frac{n_1 - 1}{H_1} = \frac{n_2 - 1}{H_2} = \frac{f}{H_1 - H_2} \cdot \frac{\lambda}{L},$$

wo L die Länge der Röhren bezeichnet. Diese Relation wurde nicht durch Mascart's Beobachtungen bestätigt. Es ist daher $\frac{f}{H_1 - H_2}$ eine Function des Druckes; der Verfasser setzt:

$$(1) \qquad \frac{f}{H_1 - H_2} = A\left(1 + B\,\frac{H_1 + H_2}{2}\right).$$

Ist $H_1 - H_2$ unendlich klein, so wird die Gleichung zu:

$$\frac{df}{dH} = A\,(1 + BH), \text{ und da } L.dn = \lambda.df \text{ ist,}$$

$$\frac{dn}{dH} = \frac{\lambda}{L} \cdot A\,(1 + BH),$$

also:

$$(2) \qquad n - 1 = \frac{\lambda}{L} . AH\left(1 + \frac{B}{2} . H\right).$$

Diese Gleichung liefert in Combination mit (1) die Mittel zur Berechnung von n aus den Ergebnissen einer Beobachtungsreihe.

Zu dem Zwecke muss statt des beobachteten $\frac{f}{P}$ der

Werth eingeführt werden, welcher einer bestimmten Temperatur t nach Reduction aller bei Messung des Druckes in Frage kommenden Grössen auf die Normaltemperatur 0° entsprechen würde. Alle dahin zielenden Correctionen sind klein, so dass es namentlich kein Bedenken hat, die von der Ausdehnung des Gases herrührende Temperaturcorrection unter der Annahme der Proportionalität zwischen Refraction und Dichtigkeit auszuführen.

Bezeichnet φ_t den reducirten Werth $\frac{f_t}{P_0}$ des Quotienten $\frac{f}{P}$, so ergiebt sich, dass für alle beobachteten Gase die Beziehung:

$$\varphi_t = A(1 + BH)$$

die Messungen genügend wiedergiebt.

Die Drucke entsprachen Quecksilbersäulen zwischen etwa 6 M. und 0.3 M.

Die Gase waren mit grosser Sorgfalt bereitet und es wurde der Betrag fremder Beimischungen durch Analyse festgestellt. Auf die Werthe der auf den Druck bezüglichen Grössen waren geringe Verunreinigungen indess von kaum merklichen Einfluss.

Die folgende Tabelle enthält die Endformeln; die mehr oder minder genaue Uebereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Werthen wird im Originaltexte durch Angabe der Differenzen und Besprechung einiger sonstigen experimentellen Details beleuchtet.

1)	Atmosph. Luft	$\varphi_t = 1.2069\ (1+0.00145\,H)$; $t = 21.57^0$	i. Mittel
2)	Stickstoff	$\varphi_t = 1.2297\ (1+0.00171\,H)$; $t = 21^0$	„
3)	Sauerstoff	$\varphi_t = 1.1537\ (1+0.00222\,H)$; $t = 13.5^0$	„
4)	Wasserstoff	$\varphi_t = 0.57757\ (1-0.00173\,H)$; $t = 22^0$	„
5)	Kohlenoxyd	$\varphi_t = 0.4414\ (1+0.00178\,H)$; $t = 12^0$	„
6)	Kohlensäure	$\varphi_t = 1.8760\ (1+0.0144\,'\,H)$; $t = 17^0$	„
7)	Stickstoffoxydul	$\varphi_t = 2.1040\ (1+0.0176\,'\,H)$; $t = 13.5^0$	„
8)	Stickoxyd	$\varphi_t = 0.17085\ (1+0.0014\,'\,H)$; $t = 12^0$	„
9)	Cyan	$\varphi_t = 3.0876\ (1+0.5354\,'\,H)$; $t = 25^0$	„
10)	Schweflige Säure	$\varphi_t = 0.3807\ (1+0.05\ '\ '\,H)$; $t = 0^0$	„

Die Kohlensäure enthielt 1 % Luft; mit Rücksicht hierauf berechnet Mascart die verbesserte Formel:

$$\varphi_t = 1.8825\,(1 + 0.0145\,H).$$

Für hohe Druckgrössen stimmt die Formel weniger gut.

Das Stickoxydul enthielt 10 % freien Stickstoff und Sauerstoff im Verhältnisse 2:1 gemengt.

Dem Stickoxyd waren 10 % nicht durch Eisenvitriol absorbirbarer Gase beigemengt.

Die Beobachtungen beim Cyangas waren, weil der Kautschuk angegriffen wurde, sehr schwierig und werden durch die Formel nicht gut reproducirt. Die letzte Bemerkung gilt auch für schweflige Säure.

Beziehungen zwischen Refraction und Dichte.

Man könnte vermuthen, dass die Abweichung von der Proportionalität zwischen Druck und Refraction der Relation zwischen spec. Gewichte und Druck genau entspräche. Letztere wird nach den Versuchen von Regnault sehr genau durch:

$$p = A'\,H\,(1 + B'\,H)$$

dargestellt. Da nun für die Refraction

$$n - 1 = \frac{\lambda}{L}\,A\,H\left(1 + \frac{B}{2}\,H\right),$$

so würde $\frac{n-1}{p}$ eine Constante, wenn:

$$B' = \frac{B}{2}.$$

Die Vergleichung der Regnault'schen Constanten mit den optisch erhaltenen giebt:

	Luft	N	O	H	CO	CO_2	N_2O	NO	C_2N	SO_2
$B' . 10^4$	+12,0	+7,2	+16,5	−4,8	+38	+87	+80	+20	+316	+333
$\frac{B}{2} . 10^4$	+ 7,2	+8,5	+11,1	−8,6	+ 8,9	+72	+88	+ 7	+277	+250

Der Verfasser bemerkt dazu: „Beachtet man, dass dies alles nur kleine Grössen und sowohl durch die Refractionserscheinungen als durch Compressionsbeobachtungen nur schwierig zu bestimmen sind, sowie, dass beiden Reihen verschiedene Temperaturen entsprechen, so kann man die Differenzen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler

liegend ansehen. Nur für Kohlenoxyd und Stickoxyd ist die Nichtübereinstimmung unleugbar. Meine Beobachtungen am letzteren sind zu wenig zahlreich. Der Coefficient für die Compressibilität des Kohlenoxydes erscheint im Vergleich zu den andern physikalischen Eigenschaften des Gases ein wenig zu hoch." — Es möchte also innerhalb der Grenzen der Genauigkeit der Beobachtungen die Refraction eines Gases bei constanter Temperatur einem spec. Gewichte proportional zu setzen sein.

Weniger gut als dieses Gesetz, wonach $\frac{n-1}{p} = \text{Const.}$, würde das von der Constanz des Brechungsvermögens, nämlich $\frac{n^2-1}{p} = \text{Const.}$, den Beobachtungen entsprechen.

Dispersion der Gase.

Zum Studium der Dispersion der Gase hätte man das vorher beschriebene Verfahren auf verschiedene Spectrallinien anzuwenden. Ausser der *D*-Linie dienten zu Ausgangspunkten 4 Cadmiumlinien mit den Wellenlängen:

0.64380; 0.53780; 0.50850; 0.47990

in Tausendtel Mm. nach Thalén.

Die vorhergegangenen Untersuchungen gestatteten ein etwas abgekürztes Verfahren einzuhalten. Es war nur nöthig, die Zahl der Streifen zwischen 2 Spectralstellen bei einem Drucke H_1 in der einen Röhre mit Genauigkeit zu ermitteln, und nachdem der Druck auf den Werth H_2 gebracht worden ist, wobei die andere Röhre auf constantem Drucke gehalten wurde, aufs neue die Zahl der Streifen festzustellen. Ist dann δ die Differenz der beiden Werthe, so ist es auch die Differenz der Anzahl Streifen, welche über die beiden Linien hinweggegangen sind, deren Ermittelung aber eine höchst schwierige Arbeit gewesen wäre.

Ist also f die unbekannte Anzahl Streifen, welche die erste Spectralstelle (λ) passirt haben, so ist für den

zweiten Ort im Spectrum (λ') diese Zahl $f + \delta$. Unter sofort verständlicher Bezeichnung ist dann:

$$(n_1 - n_2)\, L = f.\lambda; \quad {}_2(n'_1 - n'_2)\, L = (f + \delta)\, \lambda',$$

woraus:

$$(3) \quad \frac{(n'_1 - n'_2) - (n_1 - n_2)}{(n_1 - n_2)} = \frac{\lambda'}{\lambda}\left(1 + \frac{\delta}{f}\right) - 1 = \frac{\lambda'}{\lambda}\left(1 + \frac{\frac{\delta}{P}}{\frac{F}{P}}\right) - 1,$$

wenn P wieder die Druckdifferenz $H_1 - H_2$ darstellt. In dieser Gleichung ist nun $\frac{\delta}{P}$ durch den Versuch, $\frac{f}{P}$ dagegen durch die früher besprochenen Beobachtungsreihen für die Wellenlänge λ und den mittleren Druck $\frac{H_1 + H_2}{2}$ bekannt. In der That hat Mascart die auf Dispersion bezüglichen Beobachtungen zwischen die früheren eingeschaltet. Es bedarf nicht einmal einer Correction für die Temperatur; ausserdem sind kleine Fehler in $\frac{f}{P}$ auf das Endresultat von geringem Einflusse, so dass man den Mittelwerth für jedes Gas in die Rechnung einführen kann. — Der Versuch zeigt, dass die linke Seite der Gleichung (3) vom Druck innerhalb der Beobachtungsgrenzen unabhängig ist; sie stellt aber für $H_2 = 0$ den Quotienten $\frac{n' - n}{n - 1}$ dar, der unter der vollkommen unbedenklichen Voraussetzung der Gültigkeit der Dispersionsformel:

$$n - 1 = a\left(1 + \frac{b}{\lambda^2}\right),$$

seinerseits die Gestalt $b\,\frac{\frac{1}{\lambda'^2} - \frac{1}{\lambda^2}}{1 + \frac{b}{\lambda^2}}$ annimmt. Hiernach ist es nun möglich, den Dispersionscoefficienten b einfach zu berechnen.

Die Mittelwerthe von b sind dann:

Atmosph. Luft		0.0058	554 [1])	Stickstoff		0.0067
Wasserstoff		43	739 [1])	Sauerstoff		64
Kohlensäure		52	555 [1])	Kohlenoxyd		75
Cyan	(85)	100	1003 [1])	Stickoxydul	(106)	125

[1]) Zum Vergleich nach den Angaben Ketteler's berechnet. Auffällig ist die grosse Differenz beim Wasserstoff.

Die eingeklammerten Zahlen beim Cyan und Stickoxydul sind die an den unreinen Gasen beobachteten Werthe. Die Dispersion beim Stickstoff und Sauerstoff dürfte die der Luft nicht übersteigen; der Widerspruch in den vorliegenden Resultaten müsste durch wiederholte Untersuchungen gehoben werden.

Einfluss der Temperatur.

Der letzte Theil der Mascart'schen Arbeit behandelt den Zusammenhang der Refraction mit der Temperatur der Gase. — Die Versuche wurden an dem kleineren Apparate und mit Hülfe des Differentialmanometers angestellt. Unter Beobachtung der Vorsicht, die äussere Temperatur möglichst der der Bäder anzupassen, und unter Vermeidung aller nicht minimalen Differenzen im Stande der Thermometer, welche in das stets gehörig in Bewegung erhaltene Wasser der Bäder getaucht waren, wurde die Beobachtung (zur Winterszeit) bei möglichst niedriger Temperatur begonnen und der Wärmegrad der Bäder wie der umgebenden Luft allmählich gesteigert. — Die Beobachtung verlangte bei einer stationären Druckdifferenz beider gleich warmer Röhren, den Streifen auf einer bestimmten Stelle im Spectrum zu notiren, dann bei langsamem Ausflusse des comprimirenden Quecksilbers die Zahl der passirenden Streifen (etwa 150) zu zählen, und nach Beendigung aufs neue den Druck abzulesen. So erhielt Mascart das Verhältniss $\varphi = \frac{f}{H_1 - H_2}$, an dem die nöthigen Correctionen wegen der Temperaturänderung anzubringen waren, so dass das schliesslich berechnete $\varphi = \frac{f}{P}$ das Verhältniss der Zahl der Streifen zur Druckvariation unter der Annahme ist, dass allein das Gas auf der betreffenden Temperatur, alle übrigen Bestandtheile auf 0^0 befindlich seien.

Hätte die Erwärmung keinen anderen Einfluss, als die Dichtigkeit der Gase zu ändern, so müsste $\varphi_o = \varphi(1 + \alpha t)$ eine Constante sein, wo also $\alpha = 0.00367$ für Luft.

Die Beobachtungen zeigten aber, dass dies nicht der 'all ist; es lässt sich aber den erhaltenen Resultaten durch ie Formel:

$$\varphi_o = \varphi(1 + \alpha' t) = \varphi\left\{1 + (\alpha + \Delta\alpha) t\right\}$$

enüge leisten, wenigstens innerhalb der Grenzen einer emperaturvariation von $+5^0$ bis $+40^0$, bei der allein cheres Arbeiten möglich war.

Die Versuchsergebnisse sind kurz folgende:

	Mittlerer Druck	α	α'	$\Delta\alpha$	
mosphär. Luft	1.00 M.	0.00367	0.00382	0.00015	—
ickstoff	1.10 „	0.00367	0.00382	0.00015	—
asserstoff	1.10 „	0.00366	0.00378	0.00012	enth. 1% fremde Gase
hlenoxyd	1.20 „	0.00367	0.00367	—	enth. 3% Stickstoff
hlensäure	1.15 „	0.00371	0.00406	0.00035	fast absolut rein
ickoxydul	1.20 „	0.00371	0.00388	0.00017	2.5% Stickstoff
ickoxyd	1.17 „	0.00367	0.00367	—	—
hwefl. Säure	1.05 „	0.00390	0.00460	0.00070	nicht merklich verunreinigt

Den für $\Delta\alpha$ erhaltenen Werthen schreibt der Verf. ır die Genauigkeit zu, dass dadurch die Ordnung der rösse festgesetzt ist. — Auffällig ist der hohe Werth für e Kohlensäure und schweflige Säure. Einer etwaigen eimengung von Wasserdampf kann der Unterschied zwihen α und α' nicht zugeschrieben werden, da die Gase it aller nöthigen Sorgfalt getrocknet waren; auch würden waige Spuren von Wasserdämpfen, die auf den Wänden er Röhren condensirt, bei höherer Temperatur frei georden wären, viel geringeren Einfluss als den beobachten ausgeübt haben. Beim Wasserstoffe wäre sogar eine enderung im entgegengesetzten Sinne zu erwarten geesen. — Auch hinsichtlich des Einflusses der Temperatur ann das Gesetz von der Constanz des specifischen Brechungsermögens die Abweichungen nicht besser erklären als as vorstehend angenommene.

Absolute Werthe der Brechungscoefficienten.

Die schliesslich sich ergebenden Zahlen für das Ver-

hältniss der Refractionsgrössen der verschiedenen Gase zu dem der Luft stimmen für die Versuche am kleinen und grossen Apparate nicht besonders gut überein. Der Verfasser findet den Grund hiervon namentlich in der grossen Schwierigkeit, sich reine Gase zu verschaffen, und in der unvermeidlichen Ungenauigkeit der eudiometrischen Analysen.

Aus den Versuchen mit dem grösseren Apparate berechnet Mascart folgende Tabellen der Werthe φ_0 bei dem mittleren Drucke 0.5 M. und der Temperatur 0°, indem er für die Reduction die Ausdehnungscoefficienten α unverändert (also nicht die Werthe α') zu Grunde legt.

	Versuchs-Temperat.	Ausdehnungs-Coefficient	φ	φ_0	Beimengungen fremder Gase	Corrig. Werthe φ_0	Verh. d. Refr. d. Gase zu dem d. Luft
Luft	22°	0.00367	1.2078	1.3053	—	1.3053	1.0000
Stickstoff	21°	0.00367	1.2308	1.3256	1% Sauerstoff	1.3268	1.0164
Sauerstoff	13.5°	0.00367	1.1550	1.2122	4.5% Stickstoff	1.2068	0.9245
Wasserstoff	22°	0.003661	0.5771	0.6235	0.8% Luft	0.6180	0.4735
Kohlenoxyd	22°	0.00367	1.3816	1.4932	0.5% Stickstoff	1.4940	1.1446
Kohlensäure	17°	0.00371	1.8895	2.0087	1% Luft	2.0158	1.544
Cyangas	25°	0.003877	3.1702	3.4714	8% Stickstoff	3.664	2.807

Nach den Versuchen mit dem kleineren Apparate erhielt man bei Reduction auf die Temperatur 0° und den mittleren Druck 1.10 M. für die Refractionsverhältnisse die Zahlen:

N	H	CO	CO_2	N_2O	NO	SO_2
1.0172	0.4744	1.1434	1.5527	1.7626	1.0164	2.4038

Der Verfasser glaubt, die Differenzen auf die Verunreinigungen der Gase und auf die verschiedene Berechnung der Temperaturcorrectionen [1]) zurückführen zu können.

Die Berechnung des Brechungscoefficienten (für die

[1]) In dieser Hinsicht würde der Werth 1.1446 für das Kohlenoxyd auf 1.1414 sich erniedrigen, bei den übrigen Gasen eine merkliche Aenderung nicht eintreten. (Ref.)

D-Linie) braucht nach Vorstehendem nur für die Luft ausgeführt zu werden. — Nimmt man die Temperaturcorrection für das Ergebniss am grossen Apparate mit dem Coefficienten α' vor, so ist $\varphi_o = 1.3092$; berechnet man zweitens φ_o aus den Versuchen am kleineren Apparate für den Druck 0.5 M., so erhielt man 0.16648; das Verhältniss beider ist 7.864. — Durch Messung der Länge der Röhren zu 2.0024 und 0.25475 erhält man den entspr. Quotienten 7.860. — Legt man nun die Wellenlänge für D gleich 0.000589 für den leeren Raum zu Grunde, so ist für den Druck 0.5 M. resp. 760 Mm.:

$$1000\,(n_o - 1) = 0.3852, \text{ resp. } 1000\,(n_o - 1) = 0.29275.$$

Der Verfasser berechnet mit Hülfe dieses Werthes die Brechungscoefficienten für die übrigen Gase, indem er von den vorstehenden Verhältnisszahlen diejenigen auswählte, bei denen der Einfluss der Unreinigkeiten am kleinsten schien, bei gleich guten das Mittel nahm. — Die Tabelle giebt die Vergleichung mit den Werthen von Dulong, denen Referent die Ketteler'schen Zahlen beigesetzt hat.

	n^D	Dulong	Ketteler
Atmosphärische Luft	1.0002927	294	29470
Stickstoff	1.0002977	300	—
Sauerstoff	1.0002706	272	—
Wasserstoff	1.0001387	138	14294
Kohlenoxyd	1.0003350	340	—
Kohlensäure	1.0004544	449	44922
Stickstoffoxydul	1.0005159	503	—
Stickstoffoxyd	1.0002975	303	—
Schweflige Säure	1.0007036	665	68601
Cyangas	1.0008216	834	78440

Mascart hält die Werthe $n - 1$ für etwa bis auf ₁/₁₀₀ genau; ob dies angesichts der viel grösseren Differenzen mit den Werthen von Ketteler erlaubt ist, muss dahingestellt bleiben.

Die Refraction der Luft würde sich sehr genau aus den Refractionen des Stickstoffs und Sauerstoffs berechnen

lassen. Dagegen ist es unmöglich, die Brechungscoefficienten chemischer Verbindungen aus denen ihrer Bestandtheile einfach zu berechnen. Zn.

II. *C. Klein* und *Ch. Trechmann. Krystallographische Untersuchung amidartiger Derivate des Hydroxylamins* (Liebig. Ann. CLXXXVI. p. 76—110).

Die Verfasser haben Trisubstitutionsproducte des Hydroxylamins untersucht, in denen 1) ein Wasserstoffatom durch Anisyl, zwei durch Benzoyl (1, 2, 3, 4, 5 der Tabelle) 2) ein Wasserstoffatom durch Benzoyl, zwei durch Anisyl (6, 7, 8, 9, 10); 3) drei Wasserstoffatome durch Benzoyl (11 12, 13) ersetzt sind. In der folgenden Tabelle ist in der ersten Columne der Name der untersuchten Substanzen, in der zweiten das Krystallsystem, in der dritten das Axenverhältniss, in der vierten die Richtung der Spaltbarkeit, in der fünften die Dispersion der optischen Axen angegeben wobei ϱ der rothen Lithium-, $\gamma\beta$ der gelben Natrium $\gamma\varrho$ der grünen Thalliumlinie, $\beta\lambda$ dem von schwefelsaurem Kupferoxyd - Ammon durchgelassenen blauen Lichte entspricht. Die sechste Spalte gibt die Lage der Ebenen der optischen Axen an, die siebente und achte enthalten Eigenschaften der zweiten und ersten Mittellinien.

Es ergibt sich, übereinstimmend mit dem chemischen Verhalten, die Verschiedenheit der 3 metameren Körper der ersten und zweiten Reihe. Die monoklinen Körper lassen sich nicht ungezwungen in nähere krystallographische Beziehungen bringen; solche Relationen findet man auch dann nicht, wenn man die analog gebildeten Körper beider Parallelreihen vergleicht. Die triklinen Körper α-Benzanisbenzhydroxylamin und α-Dianisbenzhydroxylamin zeigen einige krystallographische Aehnlichkeit; damit stimmen jedoch die Spaltbarkeit und das optische Verhalten nicht überein. Nur in optischer Beziehung zeigen die monoklinen analog gebildeten Körper beider Reihen Uebereinstimmung. Bei Benzanisbenzhydroxylamin und

1. α-Benzanisbenzhydroxylamin	triklin	0.7562 : 1 : 1.0152	$\infty' P$				
2. β-Benzanisbenzhydroxylamin	rhombisch	0.3159 : 1 :	$\infty P \breve{\infty}$ vorzügl.	ϱ $127^0\,43'$ $\gamma\beta$ $127^0\,5'$ $\beta\lambda$ $124^0\,55'$	‖ d. makrodiag. Hauptschnitt		—; $\perp \infty P \breve{\infty}$
3. γ-Benzanisbenzhydroxylamin	monoklin	1.3645 : 1 : 1.1280	$\infty P \grave{\infty}$ schwach	ϱ $128^0\,15'$ $\gamma\beta$ $129^0\,0'$ $\gamma\varrho$ $129^0\,54'$	$\perp \infty P \grave{\infty}$	—; $\perp \infty P \breve{\infty}$	Horiz. Dispers. um dieselbe
4. α-Dibenzanishydroxylamin	monoklin	0.3774 : 1 : 0.2302	$\infty P \grave{\infty}$	ϱ $84^0\,56'$ $\gamma\beta$ $86^0\,30'$ $\beta\lambda$ $91^0\,2'$	$\perp \infty P \grave{\infty}$		—; in der Orthodiag. Gekr. Disp. um dieselbe
5. α-Anisdibenzhydroxylamin	monoklin	0.6050 : 1 : 0.6095	$\infty P \infty$	ϱ $80^0\,42'$ $\gamma\beta$ $82^0\,16'$ $\beta\lambda$ $86^0\,23'$	‖ dem klinodiag. Hptschnitt		—; im stumpf. ∠ zw. a u. c. Geneigte Dispers.
6. α-Anisbenzanishydroxylamin	monoklin	0.8662 : 1 : 0.3893	nach keiner Richtung deutl.		$\perp \infty P \grave{\infty}$	+, in d. Orthodiag.	—; im spitz. ∠ zw. a u. c. Hor. Disp. (?)
7. β-Anisbenzanishydroxylamin	monoklin	1.0015 : 1 : 0.7887		ϱ $15^0\,30'$ $\gamma\beta$ $16^0\,42'$ $\beta\lambda$ $19^0\,45'$	$\perp \infty P \grave{\infty}$	in d. Orthodiag.	+, im klinod. Hptschn. Horiz. Dispers. um dies.
8. Dianisbenzhydroxylamin	monoklin	2.2501 : 1 : 2.4868	$\infty P \grave{\infty}$ schwach	ϱ $101^0\,27'$ $\gamma\beta$ $102^0\,46'$ $\beta\lambda$ $107^0\,0'$	$\perp \infty P \grave{\infty}$	in d. Symm.-eb. im stmpf. ∠ zw. a u. c.	—; coincidirt mit Orthodiag. Gekr. Dispers. um dies.
9. α-Benzdianishydroxylamin	triklin	0.8025 : 1 : 0.9550	$\infty P'$ vollk.				
10. β-Benzdianishydroxylamin	triklin	0.4284 : 1 : 1.3997	o P vollk.			.	
11. α-Tribenzhydroxylamin	monoklin	1.8536 : 1 : 1.1418	$\infty P \infty$ vollk. o P minder vollk.		im klinod. Hauptschnitt		Geneigte Disp.
12. β-Tribenzhydroxylamin	monoklin	0.8970 : 1 : 0.3004	$\infty P \bar{\infty}$		‖ der Symmeb.		+; geneigte Dispersion
13. γ-Tribenzhydroxylamin	monoklin	0.9257 : 1 : ?	o P und ∞P	ϱ $104^0\,35'$ $\gamma\beta$ $105^0\,5'$ $\gamma\varrho$ $105^0\,30'$	die Symmebene.		+; senkrecht zur Basis. Geneigte Dispersion

Anisbenzanishydroxylamin stehen die Ebenen der optischen Axen für alle Farben auf der Symmetrieebene normal, die zweiten Mittellinien fallen in die Orthodiagonale und um die ersten findet man horizontale Dispersion. Bei Dibenzanishydroxylamin und Dianisbenzhydroxylamin haben die optischen Axenebenen für alle Farben dieselben Lagen, aber die ersten Mittellinien fallen in die Orthodiagonale, und um dieselbe zeigt sich gekreuzte Dispersion. — Bei Anisdibenzhydroxylamin fallen dagegen die optischen Axenebenen für alle Farben in die Symmetrieebene, und man erkennt geneigte Dispersion. — So sind die 3 metameren Körper der 2 ersten Gruppen ersichtlich differentiirt; doch stehen die monoklinen Körper mit horizontaler und gekreuzter Dispersion sich doch einander näher, als dem mit geneigter Dispersion. Diesem optischen Verhalten entspricht das chemische vollständig, es zeigt sich also hier ein Zusammenhang der physikalischen Eigenschaften mit der chemischen Structur. — Schliesslich erweist sich die Differentiirung der 3 metameren Körper beider Reihen als eine analog verlaufende bei entsprechend gebildeten Körpern beider Parallelreihen. Die Verfasser schliessen hieraus, dass bei diesen Körpern der relativen Stellung der Atomgruppen im Molecül ein grösserer Einfluss auf die optischen Eigenschaften zukomme, als der chemischen Constitution derselben. C.

III. ***W. Crookes.*** ***Vierte Mittheilung über die Theorie des Radiometers*** (C. R. LXXXIV. p. 388—389).

Nach Berichtigung einer Bemerkung von Bertin und Garbe erklärt Crookes mittelst der mechanischen Gastheorie die im Anfange seiner Untersuchungen gefundene (damals überraschende) starke Wirkung (Abstossung) des Fingers auf nicht geschwärztes Hollundermark.

Die von einer Wärmequelle ausgehenden leuchtenden Strahlen können durch Glas leicht hindurchgehen, während die dunklen Strahlen absorbirt werden. Daraus geht her-

vor, dass leuchtende Strahlen, die nach Durchdringung des Recipienten eines Radiometers von einer weissen Fläche reflectirt werden, die Wände des Radiometers leicht wieder passiren können, ohne sie zu erwärmen; dass dieses aber nicht der Fall ist, wenn sie von einer schwarzen Fläche absorbirt und dadurch in dunkle Strahlen verwandelt worden sind. Im letzteren Falle zeigt sich eine Erhöhung der Temperatur des Gasmediums, sodass die schwarze Fläche wie eine Wärmequelle erscheint. Die Temperaturerhöhungen bedingen dann die molecularen Bewegungen, und diese die des Radiometers. Kommen die auf das Radiometer wirkenden Strahlen von einer nicht leuchtenden Wärmequelle, so gehen sie nicht durch die Wände des Recipienten, sondern erwärmen dieselben und üben dadurch auf alle im Innern des Instrumentes befindliche Körper, ohne alle Rücksicht auf die Farbe derselben, eine abstossende Kraft aus, weil dann die Druckeffecte von dem erwärmten Theil des Recipienten gegen den centralen Theil des Apparates gerichtet sind. Gt.

IV. ***Uchatius.*** *Ueber die Erhöhung der Elasticitätsgrenze der Metalle durch dauernde Spannung* (Dingler J. CCXXIII. p. 242—246).

V. ***Thurston.*** *Einwirkung der Raschheit der Formveränderung auf die Widerstandsfähigkeit der Materialien* (Dingler J. CCXXIII. p. 333. 348. 444).

Herr Uchatius in Wien hat gefunden, „dass alle Metalle in ihrer Elasticität gesteigert werden, wenn sie eine andauernde Belastung über die Elasticitätsgrenze erfahren haben“. Sie erlangen durch eine solche Behandlung eine Erweiterung der Elasticitätsgrenze — wofür Uchatius den abgekürzten Ausdruck Elasticität gebraucht — unter Umständen, wie bei Bronze, auf den sechsfachen Betrag der ursprünglichen, ohne eine wesentliche Verdichtung zu erleiden. Uchatius gründet darauf ein Verfahren, nach welchem in Oesterreich Kanonen aus

sogenannter Stahlbronze hergestellt werden (Dingler J. CCXVII. p. 122). Die Masse, welche 92 % Kupfer und 8 % Zinn enthält, wird von innen abgekühlt durch eingesetzte Cylinder aus geschmiedetem Kupfer von 50 Mm. Durchmesser, weil nur bei dieser Art der Erkaltung ein Material resultirt, welches im Inneren hinreichend feinkörnig und zähe ist. Nachdem die Cylinder ausgebohrt sind, werden in die Bohrung von 80 Mm. Weite mittelst starker hydraulischer Pressen der Reihe nach Stahlkolben von sechs verschiedenen Grössen eingepresst, welche vorn etwas konisch zugedreht sind, bis der innere Durchmesser sich um 7 Mm. d. h. 8,7 %, erweitert hat. Der äussere wächst dabei nur um 2 %, und behält so die äussere Masse die ursprüngliche Zähigkeit, während die innere die Härte des Geschützstahles bekommt.

Thurston hat mit einer besonders construirten Maschine gleichfalls den Einfluss beträchtlicher Deformationen auf das elastische Verhalten von Hölzern und Metallen untersucht. Er unterwirft den zu untersuchenden, horizontal liegenden Körper — ein quadratisches Prisma, welches mitten auf einen Cylinder von 95.3 Mm. Länge und 22.25 Mm. Dicke ausgedreht ist — einer Torsion, welche durch einen belasteten Hebel hervorgebracht wird. Der Apparat schreibt selbst auf eine kleine, mit Papier bekleidete Cylinderfläche das wirkende Torsionsmoment als Ordinate, die vom Stück angenommene Torsion als Abscisse. Das Gesammtergebniss seiner Versuche, welche sich später auch auf Biegung erstreckten, und welche im Einzelnen mitgetheilt sind in Dingler J. CCXVI. p. 1. 97, 465; CCXVII. p. 161, 345 (kritische Bemerkungen dazu Kick, CCXVIII. p. 185; CCXX. p. 200; Thurston Erwiderung, CCXX. p. 193; CCXXIII. p. 16), fasst Thurston (CCXXIII. p. 337) dahin zusammen, dass die Metalle in zwei Klassen einzutheilen seien:

1) Metalle, die in Folge künstlicher Bearbeitung innerer Spannung ausgesetzt sind. Diese zeigen Erhöhung der Elasticitätsgrenze durch Spannung und abnehmende Widerstandsfähigkeit bei zunehmender Schnelligkeit der

Verdrehung. Das gewöhnlich im Handel vorkommende Eisen kann als Typus dieser Klasse angesehen werden.

2) Metalle von unelastischem faserigem Charakter, welche innerer Spannung nicht ausgesetzt sind. Diese zeigen im Allgemeinen keine Erhöhung der Elasticitätsgrenze durch Spannung, dagegen bei zunehmender Geschwindigkeit der Verdrehung erhöhte Widerstandsfähigkeit. Als Typus dieser Klasse kann Zinn betrachtet werden.

Die von Uchatius beobachtete Zunahme der Festigkeit des Kanonenmetalls glaubt Thurston einer blossen Verdichtung zuschreiben zu müssen (wogegen aber die von Uchatius l. c. angeführten Zahlen sprechen); Kanonenmetall gehört nach Th. zu der von ihm Zinn-Klasse genannten Metallreihe, bei welcher dauernde Spannung die Elasticitätsgrenze herabziehe (Dingler J. CCXXIII. p. 17).

Br.

VI. *Lippmann. Ueber die Gauss'sche Capillaritätstheorie und ihre Ausdehnung auf die capillaren Eigenschaften von Flüssigkeitslinien* (J. de phys. VI. p. 108—115).

Die virtuellen Arbeiten der Molecularkräfte, von welchen Gauss bei seiner Behandlung der Capillaritätstheorie ausgeht, werden von ihm zerlegt in: 1) die der Schwerkraft, 2) der Kräfte zwischen den Flüssigkeitstheilchen unter einander, und 3) zwischen den Flüssigkeitstheilchen und den umgebenden festen Körpern. Die Contactlinie zwischen verschiedenen Körpern kommt in Betracht bei Behandlung und Zurückführung der mehrfachen Integrale auf einfachere; Lippmann trennt gleich in der Anfangsgleichung eine besondere Grösse ab, welche sich auf die Variation der Contactlinie bezieht und macht auf diese „zum ersten mal“ eingeführte Grösse aufmerksam. Diese so geänderte Gauss'sche Anfangsgleichung, in welcher ein Summand in zwei zerlegt ist, discutirt er. Indem man berücksichtigt, dass die Volumvariationen des festen und des incompressibelen flüssigen Körpers = 0 sind, und dass bei Verschiebung von absolut beweglichen Theilchen einer homogenen Flüssigkeit ohne Volumvariation keine innere

Arbeit geleistet wird, lassen sich eine Anzahl Glieder in der Gleichung, welche die Gesammtvariation der virtuellen Arbeiten darstellt, wegstreichen. Endlich erklärt uns Hr. Lippmann, dass und weshalb es falsch sein würde, anzunehmen, dass die Steighöhe einer Flüssigkeit in einer Capillarröhre von der Anziehung der untergetauchten Gefässwände gegen die Flüssigkeit abhängt. Br.

VII. ***A. M. Worthington.*** ***Ueber die Gestalten, welche Flüssigkeitstropfen annehmen, wenn sie auf eine horizontale Fläche fallen*** (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 498—503).

Eine Fortsetzung der Versuche, über welche in den Beiblättern p. 181 referirt ist. Der Verfasser untersucht in ganz ähnlicher Weise, wie dort angegeben, die ersten Stadien des auffallenden Tropfens. Er findet, dass von dem Aufschlagepunkt schon horizontale Arme ausgehen, ehe noch der ganze Tropfen sich ausgebreitet hat. Während der obere Theil desselben noch kugelförmig ist, breitet sich der untere schon trichterförmig aus, spaltet sich in einzelne Fäden (60 und darüber), der obere Theil sinkt weiter, der Tropfen wird flacher, die Arme länger; ihre Zahl nimmt dann ab, indem sich mehrere — meist je 2 — vereinigen. Br.

VIII. ***G. Lunge.*** ***Ueber die Verzögerung chemischer Reactionen durch indifferente Stoffe, besonders Glycerin*** (Ch. News XXXV. p. 92—93).

Eiserne Nägel, die von Salzsäure, der man eine bestimmte Menge Wasser zugesetzt hat, schnell gelöst werden, werden nur langsam angegriffen, wenn man der Salzsäure das gleiche Volumen Glycerin beimischt, während die Carbonate von Natrium und Calcium, ebenso Natriumhyposulfit u. s. w. wie gewöhnlich von derselben angegriffen werden. Verdünnt man Salzsäure (die angewandte enthielt 26.1 $^0/_0$ HCl) mit einem gleichen Volumen Wasser,

so wird binnen 30 Secunden ein eingetauchtes, mit Ultramarin blau gefärbtes Papier gebleicht; ersetzt man das Wasser durch Glycerin, so ist die achtfache Zeit dazu erforderlich. 6 Cc. der mit Wasser verdünnten Salzsäure lösten einen Nagel von 0.4927 Grm. in 10 Stunden; 6 Cc. der mit Glycerin verdünnten bewirkten dies kaum in 14 Tagen. Uebrigens bildet sich bei gewöhnlicher Temperatur aus HCl und Glycerin kein Monochlorhydrin, das Glycerin muss also mechanisch die Einwirkung der Salzsäure hindern. Da Eisenchlorür leicht in Glycerin löslich ist, so ist obige Erscheinung nicht der Unlöslichkeit mancher Metalle in concentrirten Säuren analog. Es muss also die zähe, syrupartige Consistenz des Glycerins dieselbe bedingen. Die Blasen des entwickelten Gases bleiben lange am Eisen oder Zink z. B. haften, schützen dasselbe vor Berührung mit der Säure und machen erst langsam Platz. Aehnlich wirken Gummischleim oder Lampenruss. C.

IX. **P. T. Main.** ***Eine neue und genaue Methode, Siedepunkte mit geringen Quantitäten Flüssigkeit zu bestimmen*** (Ch. News XXXV. p. 59).

Der vom Verf. vorgeschlagene Apparat besteht aus einem Siederohr und einem Druckrohr. Ersteres ist in Form eines U gekrümmt, eng und dünn, besitzt einen geschlossenen, etwa 2″ langen und einen offenen, etwa 18″ langen Schenkel. Durch eine Trockenröhre kann man es mit dem Druckrohr verbinden; es ist dies ein verticales Glasrohr, das in ein weiteres, Wasser enthaltendes Gefäss taucht, durch dessen Hebung oder Senkung man den äusseren Druck vermehren oder vermindern kann.

In das mit der Biegung nach unten aufgestellte Siederohr wird so viel von der zu untersuchenden Flüssigkeit gebracht, dass sie den geschlossenen Schenkel ganz und den offenen zu einem kleinen Theile füllt. Alle etwa absorbirten Gase werden durch Kochen ausgetrieben; nur der Dampf der Flüssigkeit füllt dann den Raum oberhalb derselben in dem geschlossenen Schenkel. Zur genauen

Bestimmung des vorher annähernd bekannten Siedepunktes T taucht man das Siederohr in eine höher siedende Flüssigkeit, deren Temperatur etwas höher ist als T, verbindet dann mit dem Druckrohr und macht den Druck genau gleich 760 Mm. Erniedrigt man vorsichtig die Temperatur der das Siederohr umgebenden Flüssigkeit und bestimmt diejenige, bei der die Flüssigkeit in beiden Schenkeln desselben gleich hoch steht oder langsam um diese Lage oscillirt, so kann man mit nur 1 Cc. Flüssigkeit bei 760 Mm. den Siedepunkt mit beträchtlicher Schärfe bestimmen.

Bisher hat Verf. diese Methode nur auf unter 100° siedende Körper angewandt und fand die Siedepunkte für Aether 34.8°, für Chloroform 61.1° bis 61.2°, für Alkohol 78.05°, für Kohlenstofftetrachlorid 76.5°.

Die gewöhnliche Methode der Siedepunktsbestimmung gibt ungenaue Resultate, da es im Allgemeinen unmöglich ist, eine Differenz zwischen dem Druck der Atmosphäre und der Tension des Dampfes zu vermeiden. C.

X. **A. Ditte.** ***Einwirkung von Wasserstoffsäuren auf Selendioxyd und Tellurdioxyd*** (Ann. d. Ch. (5) X. p. 82—100).

Verf. erhielt aus seleniger Säure ($Se\,O_2$) und Chlorwasserstoff eine Flüssigkeit, $Se\,O_2 + 2\,H\,Cl$, die in der Wärme vollständig in gasförmigen Chlorwasserstoff und Selendioxyd zerfällt. Die Tension der freiwerdenden Salzsäure bei einer bestimmten Temperatur ist vollständig constant.

Bezeichnet x die Temperatur, so ist der Druck y in Millimetern:

x	10°	30°	40°	55°	75°	100°	118°
y	0	15	48	142	313	664	1012.

$$y = -0.231166130\,x + 0.008829862\,x^2 + 0.000001076\,x^3.$$

Die Verbindung $Se\,O_2 + 4\,H\,Cl$ bildet gelbe Krystalle. Bis 26° erhitzt, zersetzt sie sich in Chlorwasserstoff und $Se\,O_2 + 2\,H\,Cl$, das sich seinerseits über 26° zersetzt; die

den einzelnen Temperaturen entsprechenden Spannkräfte enthält die folgende Tabelle:

x	-20^0	-18.4^0	0^0	$+12^0$	$+15.0^0$	$+22.5^0$	$+33.0^0$
y	60	70	219	418	483	672	995.

$$y = 1.307491\,x + 0.02822255\,x^3 + 0.0001424\,x^3.$$

Auch $Se\,O_2 + 4\,H\,Br$ erhielt der Verfasser in glänzenden, stahlgrauen Nadeln, die sich beim Erhitzen allmählich in Brom, Selen und Wasser dissociiren.

Bringt man die Substanz in ein V-Rohr, und ist die Temperatur des einen Schenkels -20^0, des andern $+120^0$, so erhält man mit Bromwasserstoff gesättigtes Wasser, Brom und etwas Selen, ausserdem schöne Nadeln von verflüchtigtem Selendioxyd. Hier treten beim Erkalten die Bestandtheile nur theilweise wieder zu der ursprünglichen Verbindung $Se\,O_2 + 4\,H\,Br$ zusammen.

Auch eine Verbindung $2\,Se\,O_2 + 10\,H\,Br$ wurde erhalten, die bei 65^0 unter Bildung von Brom und Selen zersetzt wurde, unter 65^0 eine Dissociation in Bromwasserstoff und die vorige Verbindung zeigte. Dabei war:

x	-6^0	0^0	$+11^0$	$+14^0$	$+30^0$	$+41^0$	$+54^0$	$+62^0$
y	108	135	191	209	287	335	404	440.

$$y = 5.238534281\,x - 0.005169946\,x^2 + 0.000001267\,x^3.$$

Bei 70^0 und zum Theil auch schon bei niederer Temperatur trat Zersetzung ein, und Bromdampf zeigte sich.

Analoge Verbindungen von Tellurdioxyd mit Wasserstoffsäuren zeigten keine Dissociationserscheinungen; bei weiterem Erhitzen erfolgte vollständige Zersetzung.

C.

XI. **L. Troost.** ***Eine neue Methode, das Aequivalentvolumen flüchtiger Substanzen zu ermitteln*** (C. R. LXXXIV. p. 708—711).

XII. **H. St.-Claire Deville.** ***Bemerkungen über denselben Gegenstand*** (C. R. LXXXIV. p. 711—713).

Manche Chemiker nehmen a priori an, dass das Aequivalent einer organischen Verbindung stets 4 Vol. entspricht;

finden sie also eine Dampfdichte, die 8 Vol. entsprechen würde, so schliessen sie auf eine Zersetzung des untersuchten Körpers. Dumas und neuerdings Naumann fanden, dass die Dampfdichte des Chloralhydrats 8 Vol. entspricht; D. folgerte hieraus, dass 4 Vol. Chloral mit 4 Vol. Wasserdampf ohne Condensation zu 8 Vol. Chloralhydratdampf verbunden seien, während N. schliesst, das Chloralhydrat zersetze sich bei den beobachteten Temperaturen (78° und 100°) in 4 Vol. Chloraldampf und 4 Vol. Wasserdampf. Dann müsste der Chloralhydratdampf, dessen Tension F ist, sich wie ein feuchtes Gas verhalten, bestehend aus gleichen Vol. Gas und Wasserdampf, die beide eine Tension von je $\frac{F}{2}$ zeigen würden; im anderen Falle müsste der Chloralhydratdampf sich als ein trockenes Gas erweisen. Um dieses zu entscheiden, kann man nicht Chlorcalcium oder ähnliche Mittel anwenden, durch welche man Gase zu trocknen pflegt; diese entziehen dem Chloralhydrat das Wasser, weil sie bei ihrer Verbindung mit Wasserdampf weit mehr Wärme entwickeln als das Chloral. Dagegen fand Troost in den Dissociationserscheinungen bei passend gewählten Verbindungen eine allgemeine Methode, einfache Dämpfe von Dampfgemischen zu unterscheiden.

Bringt man in den Dampf des Chloralhydrats ein krystallwasserhaltiges Salz, dessen Dissociationstension f bekannt und $< \frac{F}{2}$ ist, so wird, falls das Chloralhydrat sich zersetzt, jenes Salz eine grössere Menge Wasserdampf vorfinden, als die, welche es bei derselben Temperatur entwickeln kann; es wird keine Dissociation eintreten, und die Tension F wird durch Einführung des Salzes nicht geändert; ist dagegen das Chloralhydrat unzersetzt in Dampfform, so wird das Salz, wie in einem trockenen Gase, die Dissociation erleiden; die Tension wird also zunehmen; sie würde $F+f$ werden, wenn das Gesetz über die Mischung von Gasen und Dämpfen streng gültig wäre. Troost wandte neutrales oxalsaures Kali ($K_2 C_2 O_4$

$+ H_2O$) an, dessen Dissociationstension merklich, doch weit geringer ist, als die Tension des Wasserdampfes bei gleicher Temperatur. Die mit dem Hofmann'schen Apparat bei 78° und 100° ausgeführten Versuche ergaben eine Zunahme der Tension; das wasserhaltige Salz erlitt die Dissociation wie in einem trockenen Gase. Sonach kann das Chloralhydrat bei 78° und 100° in Dampfform bestehen, und sein Aequivalentvolumen entspricht 8 Vol.

Hr. St.-Claire Deville macht zu Obigem einige historische Bemerkungen, die aber nichts wesentlich Neues enthalten.

C.

XIII. *F. W. Clarke. Bemerkung über Molecularvolumina* (Sill. Journ. (3) XIII. p. 292—295).

Schon vor mehreren Jahren fand der Verf., dass das Molecularvolumen der Haloidsalze einiger Alkalimetalle ein

I	II	III	IV	V
Li F	2.295, Clarke	11.33	11.00	2.363
Li Cl	1.998, Kremers	21.27	22.00	1.932
Li Br	3.102, Clarke	28.05	27.50	3.164
Li J	3.485, „	38.45	38.50	3.481
Na F	2.558, „	16.41	16.50	2.545
Na Cl	2.145, Buignet	27.27	27.50	2.127
Na Br	3.079, Kremers	33.45	33.00	3.121
Na J	3.450, Filhol	43.48	44.00	3.409
K F	2.096, Clarke	28.20	27.50	2.113
K Cl	1.945, Kopp	38.35	38.50	1.937
K Br	2.672, Playfair, Joule	44.57	44.00	2.707
K J	3.056, Filhol	54.35	55.00	3.020
Rb F	3.202, Clarke	32.64	33.00	3.167
Rb Cl	2.209, „	54.78	55.00	2.200
Rb Br	2.780, „	59.53	60.50	2.735
Rb J	3.023, „	70.29	71.50	2.972

Vielfaches von dem Volumen des Wasserstoffes (5.5) ist. Er hat diesen Gegenstand weiter untersucht. In der ersten Columne beistehender Tabelle steht die chemische Formel der betreffenden Substanz, in der zweiten findet sich die Dichtigkeit mit Angabe des Beobachters, in der dritten

das gefundene, in der vierten das berechnete Molecularvolumen, in der fünften die aus letzterem abgeleitete theoretische Dichte. Die berechneten Volumina sind also genaue Multipla des Kopp'schen Werthes für Wasserstoff, 5.5. Eine Vergleichung der Columnen II und V zeigt, dass die theoretische Dichtigkeit von der beobachteten stets um weniger als 0.1 verschieden ist.

Bemerkenswerth ist, dass die Differenz des Molecularvolumens von Chlorrubidium und Fluorrubidium 22 ist, während die übrigen Fluoride ein nur um 11 kleineres Molecularvolumen haben als die entsprechenden Chloride. Ordnet man die 5 Chloride nach der Grösse ihres Moleculargewichts, so findet man, dass die Differenz des Molecularvolumens von LiCl und NaCl 5.5, von NaCl und KCl 11, von KCl und RbCl 16.5 beträgt. ($1 \times 5.5 : 2 \times 5.5 : 3 \times 5.5$). Natriumwasserstoff, Na_2H, hat die Dichte 0.959, das Molecularvolumen 49.1, also nahezu 5.5×9. Monochlorjod hat bei 0° das spec. Gew. 3.263, das Molecularvol. 49.8, welches nur 0.3 von einem Vielfachen von 5.5 abweicht. Bei 98° ist seine Dichte 2.958, sein Molecularvol. 54.9; bei 101°, seinem Siedepunkte, würde es wohl sicher das Molecularvol. 55 ergeben. — Fluorsilber hat die Dichte 5.852 (Gore) und das Molecularvolumen 21.7 (fast 22). Auch Chlorsilber und Jodsilber können nach den Bestimmungen einiger Beobachter zu den Verbindungen gezählt werden, deren Molecularvol. Vielfache von 5.5 sind, Bromsilber dagegen nicht. Ueber die entsprechenden Thalliumverbindungen sind noch nicht genügende Untersuchungen ausgeführt. — Im Allgemeinen, schliesst Clarke, hat jede Verbindung, die nur Elemente der Wasserstoffgruppe enthält, ein Molecularvolumen, dessen Grösse ein Vielfaches vom Molecularvolumen des Wasserstoffs ist. Dies wird durch eine Bestimmung des spec. Gew. des Dreifach-Jodkaliums (KJ_3) von Johnson bestätigt. Er fand = 3.498, entsprechend dem Molecularvol. 120.1; 121 ist ein Multiplum von 5.5 und lässt die Dichtigkeit 3.472 voraussehen. C.

XIV. ***G. Carey Foster.*** *Bemerkung über die Polarisation der Wärme* (Phil. Mag. (5) III. p. 261—262).

Folgende Intensitätsbestimmungen der durch zwei Nicol's, deren Hauptschnitte verschiedene Winkel mit einander bilden, hindurchgegangenen Wärmestrahlen wurden im physikalischen Laboratorium des University College in London von Hrn. M. J. Jackson ausgeführt. Die Strahlen einer hellen Paraffin-Oellampe wurden durch eine Linse von 7.5 Ctm. Durchmesser und etwa 22 Ctm. Brennweite concentrirt, gingen dann durch zwei 20 Ctm. lange und etwa 6.7 Ctm. breite vortreffliche Nicol's und fielen endlich auf eine so weit (etwa 95 Ctm.) von der Linse entfernte Thermosäule, dass das reelle Bild der Lampenflamme innerhalb ihres versilberten reflectirenden Conus hervorgebracht wurde. Die Thermosäule war mit einem Commutator und einem Spiegelgalvanometer von geringem Widerstande verbunden, sodass für jede Stellung der Prismen zwei entgegengesetzte Ausschläge in Theilen der Galvanometerscala gemessen werden konnten. Die Mittelwerthe δ der Ablenkungen für verschiedene Winkel Θ und $(2\pi - \Theta)$ zwischen den Hauptschnitten der Prismen ergaben sich, innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler, in Uebereinstimmung mit der Theorie proportional $\cos^2\Theta$, wie die folgende Tabelle zeigt:

Θ:	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
δ:	31.9	29.5	23.1	14.75	7.75	2.1	0.4
$\frac{\delta}{\cos^2\Theta}$:	31.9	31.6	30.8	29.5	31.0	31.7	—

E. L.

XV. ***Mouton.*** *Untersuchungen über die Metallreflexion der dunkeln polarisirten Wärmestrahlen* (C. R. LXXXIV. p. 650—653).

Das unter einem bestimmten Azimuth polarisirte Strahlenbündel fiel zunächst auf eine Flintglasplatte, die die Wirkung des Prisma's compensirte, und wurde dann in ein sehr reines Spectrum zerlegt. Der vor der zur Messung dienenden Thermosäule angebrachte Spalt war

1 Mm., der rothe Theil des Spectrums 4 Mm., das ganze sichtbare Spectrum etwa 4 Ctm. breit.

Die Beobachtungen wurden an drei Stellen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ angestellt, die in dem unsichtbaren Spectrum etwa ebenso weit von der Grenze des Roths abstanden, wie das Gelb, Grünblau und Indigo im sichtbaren.

Ist das Azimuth des einfallenden Strahles 45°, und lassen wir den durch Reflexion elliptisch polarisirten Strahl auf einen drehbaren Kalkspath fallen und blenden den ordinären Strahl ab, so giebt es ein Azimuth ω des Hauptschnittes des Kalkspathes, bei dem das durch ihn hindurchgehende Strahlenbündel dieselbe Intensität besitzt wie beim Azimuth $\omega + 90^0$. Mouton bestimmte zunächst ω; indem er durch Probiren die betreffenden Azimuthe ω und $\omega + 90^0$ aufsuchte, bei denen das mit der Thermosäule verbundene Galvanometer gleiche Ausschläge ergab. Ferner bestimmte er das Azimuth a der polarisirenden Vorrichtung, bei dem er gleiche Galvanometerausschläge erhielt, wenn er den Hauptschnitt der analysirenden || und $\perp$ zur Einfallsebene stellte.

Bezeichnet dann δ die bei der Reflexion auftretende Phasendifferenz, A das Amplitudenverhältniss der beiden || und $\perp$ zur Einfallsebene polarisirten Strahlen, so ist:

$$\cos\delta = -\frac{\operatorname{cotg} 2\omega}{\operatorname{tg} 2a}; \quad A = \operatorname{tg} a.$$

Die folgende Tabelle enthält für eine Reihe von Einfallswinkeln i der Strahlen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ den Gangunterschied Δ als Function von resp. $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ und die Grösse A.

	λ_1		λ_2		λ_3	
i	Δ	A	Δ	A	Δ	A
70	0.179	0.70	0.130	0.64	—	—
75	0.200	0.65	0.155	0.62	0.120	0.60
80	0.260	0.55	0.202	0.55	0.207	0.55
82	0.320	0.58	0.247	0.51	0.225	0.51
83	—	—	0.296	0.55	—	—
83.5	—	—	—	—	0.250	0.49

Aus den obigen Zahlen ergiebt sich, dass, gerade so wie im sichtbaren Theile des Spectrums nach Jamin's Versuchen, so auch im unsichtbaren nach denen von Mou-

ton der Haupteinfallswinkel, bei dem $\Delta = \frac{1}{4}\lambda$ ist, mit zunehmender Wellenlänge zunimmt, und das Hauptamplitudenverhältniss, d. h. die Grösse A bei dem Haupteinfallswinkel mit zunehmender Wellenlänge abnimmt.

E. W.

XVI. ***Croullebois.*** *Ueber die Reflexion polarisirten Lichtes.* (C. R. LXXXIV. p. 604—606).

Lässt man polarisirtes Licht auf eine Linse und dann auf einen mehrere Millimeter dicken, senkrecht zur Axe geschliffenen Kalkspath fallen und analysirt das aus letzterem austretende Licht durch ein Nicol, so tritt eine äusserst instabile Interferenzerscheinung auf (die von Billet sog. courbe de semelle), die zum Studiren der elliptischen Polarisation bei der Reflexion besonders geeignet ist, indem man durch sie den zu untersuchenden reflectirten Strahl gehen lässt.

In einer senkrecht zu dem reflectirten Strahl gelegten Ebene wählen wir das xy-Coordinatensystem, die X-Axe liege in der Einfallsebene, die OY-Ebene stehe senkrecht auf derselben. Die Amplitude der parallel OP erfolgenden Schwingungen des einfallenden Strahles sei $= 1$ und liege in dem rechten oberen Quadranten; h und k seien die Amplituden der $\|$ und $\perp$ zur Einfallsebene polarisirten Strahlen nach der Reflexion, wenn sie vor derselben $= 1$ waren; α, β, γ seien die Winkel, die die Richtung OP, der Hauptschnitt des Kalkspathes und des Analysators mit der OX-Axe bilden. Die in das resultirende Bild eintretenten 4 Componenten haben folgende Amplituden und Phasen:

$$
\begin{aligned}
A &= \cos\sigma\cos\beta\cos(\gamma-\beta), \quad \varphi + E;\\
B &= \sin\sigma\sin\beta\cos(\gamma-\beta), \quad \varphi' + E;\\
C &= \sin\sigma\cos\beta\sin(\gamma-\beta), \quad \varphi' + O;\\
D &= -\cos\sigma\sin\beta\sin(\gamma-\beta), \quad \varphi + O;
\end{aligned}
$$

dabei ist $h\cos\alpha = \cos\sigma$, $k\sin\alpha = \sin\sigma$ gesetzt, φ und φ' bezeichnen die durch die Reflexion, O und E die beim Durchgang durch die Kalkspathplatte eintretenden Phasenänderungen.

Setzen wir noch den Phasenunterschied der $\parallel$ und $\perp$ zur Einfallsebene polarisirten Strahlen $\varphi - \varphi' = \delta$ und $O - E = \delta'$, so folgt für die Gleichung der isochromatischen Curven in Polarcoordinaten:

$$\operatorname{tg} \delta' = - \frac{\sin 2\sigma \sin \delta}{\cos 2\sigma \sin 2\beta - \sin 2\sigma \cos 2\beta \cos \delta} = \operatorname{tg} 2\pi \varrho^2$$

Dabei ist ϱ proportional dem Abstand des Mittelpunktes des Feldes von dem Punkt A, wo der Lichtstrahl die Retina trifft. Diese Curven besitzen zwei ungleich lange Symmetrieaxen. Die Richtung und Länge der kleinen ist bestimmt durch:

$$\operatorname{tg} \beta = - \frac{1}{\operatorname{tg} 2\sigma \cos \delta}; \quad \operatorname{tg} 2\pi \varrho^2 = \frac{\sin 2\sigma \sin \delta}{\sqrt{1 - \sin^2 2\sigma \sin^2 \delta}}$$

Je nachdem δ grösser, kleiner oder gleich Null ist, d. h. je nachdem der Spiegel aus einer positiven, einer negativen oder neutralen Substanz gefertigt ist, liegt die kleine Axe im Quadranten rechts oben, im Quadranten links oben, oder sie verschwindet. Ist $\delta = \pm \frac{\pi}{2}$, d. h. ist der Einfallswinkel der Haupteinfallswinkel, so ist die Neigung der kleinen Axe gegen die horizontale 45°, wie auch das einfallende Licht schwingen mag.

Dreht man bei diesem Einfallswinkel den Polarisator, so verwandeln sich die Airy'schen Streifen in die Dove'schen Ringe. Das Azimuth α, bei dem dies eintritt, ist das der wieder hergestellten Polarisation, und es ist $\operatorname{tg} \alpha = \frac{h}{k}$.

Mittelst der obigen Methode lässt sich die elliptische Polarisation leicht am Glas und Flussspath erkennen.

E. W.

XVII. *Van Monckhoven. Verfahren zur photographischen Reproduction der ultravioletten Gas-Spectra* (Bull. d. Brux. [Cl. d. sc.] (2) XLIII. p. 187—192).

Van Monckhoven versuchte zunächst mit 7 Quarzprismen von 60°, deren Basis der optischen Axe parallel war, ein zu photographirendes Spectralbild des in einer mit verdünntem Wasserstoff gefüllten Geissler'schen Röhre überschlagenden Funkens zu erhalten. Obgleich aber die

Prismen mit Hülfe getheilter Scheiben genau in die Lage des Minimums der Ablenkung eingestellt werden konnten, gelang es doch nicht, eine hinreichende Schärfe und Helligkeit der Bilder zu erzielen. Viel besser in ersterer Hinsicht waren die mit 3 Kalkspathprismen, in denen die Halbirende des brechenden Winkels mit der optischen Axe zusammenfiel, erzeugten Spectra. Indess war auch hier die Lichtstärke des glühenden Gases zu gering.

Deshalb wandte Monckhoven weiterhin solche Röhren an, in die man entlang der Axe der Capillarröhre sehen konnte. Für Beobachtung der ultravioletten Strahlen befand sich in der Verlängerung dieser Axe, senkrecht auf derselben ein planparalleles Quarzplättchen aufgeschliffen. Mit solchen Röhren wurde ein sehr lichtstarkes Spectrum erzielt, das die Photographie zu fixiren im Stande war.

Leider sind der Publication nicht Reproductionen der eingereichten Originalplatten beigefügt, unter denen namentlich eine Photographie des Lichtes einer Wasserstoffröhre und die einer Protuberanz wahrscheinlich besonders interessant gewesen sein würden. Zn.

XVIII. *Cazin. Photographie der electrischen Funkenspectra* (Bull. soc. philomath. (7) I. p. 6—7).

Mit einem gewöhnlichen Spectroskope hat Hr. Cazin photographische Reproductionen des Spectrums eines electrischen Funkens erhalten, welche dem mit dem Auge wahrgenommenen Bilde entsprachen.

Der in Luft überschlagende Funke lieferte die Mehrzahl der Stickstofflinien und mehrere Sauerstoffstreifen. — Im Stickstoffspectrum bemerkte Cazin eine Gruppe von fünf Linien im Indigo, welche immer dieselbe Schärfe bewahrten, mochte die electrische Ladung noch so sehr gesteigert werden. Sie scheinen demnach eine Ausnahme von der im Allgemeinen beobachteten Regel der Verbreiterung der Streifen bei Erhöhung der Temperatur zu bilden. Zum Theil glaubt Cazin die Ausdehnung der Streifen bei starken Entladungen (sie erscheinen spindel-

förmig) der Irradiation und Diffraction, wenigstens zum Theile zuschreiben zu müssen. Zn.

XIX. **G. Govi.** ***Ueber ein Mittel, die Einstellung eines Mikroskopes zu verändern, ohne Instrument und Object zu berühren, und ohne die Sehrichtung zu verändern*** (C. R. LXXXIV. p. 341—343).

In vielen Fällen ist es nöthig, durch ein Mikroskop zwei Objecte deutlich zu sehen, die in verschiedener Entfernung vom Objectiv sich befinden, ohne dass es doch zweckmässig ist, das Mikroskop selbst zu verstellen. Eine scheinbare Annäherung des Objectes an das Objectiv tritt aber ein, wenn man zwischen beide eine planparallele Schicht irgend einer Substanz einschaltet. Ist die Dicke der betreffenden Schicht d, ihr Brechungsexponent n, so ist die Annäherung e:

$$e = d\frac{n-1}{n}.$$

Da es nun in der Praxis wünschenswerth ist, die Dicke variiren zu lassen, so schlägt Govi vor, nicht Glasplatten sondern Glaströge zwischenzuschalten, deren Boden aus einem planparallelen Glase gebildet ist und die mit Flüssigkeit gefüllt werden. Es ist so eine planparallele Flüssigkeitsschicht erzeugt, deren eine Begrenzung durch die Glasplatte, deren andere durch die Oberfläche der Flüssigkeit gegeben ist. Durch Nachfüllen oder Ablassen der letzteren kann dann d und damit e innerhalb gewisser Grenzen beliebig verändert werden. E. W.

XX. **H. W. Vogel.** ***Ueber die Lichtempfindlichkeit des Purpurins*** (Ber. d. chem. Ges. X. p. 692).

Schon früher (Ber. d. chem. Ges. X. p. 159) fand der Verf., dass wässerige Purpurinlösung von der Farbe eines leichten Rothweines bei heiterem Wetter in kurzer Zeit völlig entfärbt wird, und dass selbst Lampenlicht dieselbe merklich bleicht. Schunck und Römer wandten dagegen

ein, dass auch im Dunkeln alkalisches Purpurin sich entfärbe, während dies bei Luftabschluss unter keinen Umständen erfolge (ebenda X. p. 553). Verf. weist jedoch nach, dass die (sicher nur bei Gegenwart von Sauerstoff auftretende) Bleichung sich im Lichte viel rascher als im Dunkeln vollziehe. — Mischt man 10 Cc. destillirtes Wasser mit 10 Tropfen gesättigter Purpurintinctur und 1 Tropfen Ammoniak, vertheilt die entstandene rothe Flüssigkeit in zwei Probirgläschen, umwickelt das eine mit schwarzem Papier und stellt beide an das Fenster, so tritt schon nach 10 Minuten in dem unbedeckten Glase, selbst bei diffusem Lichte, eine auffallende Bleichung ein; in dem bedeckten Glase ist noch nach 2 Stunden fast keine Veränderung wahrzunehmen. Ebenso stellte Verf. die (freilich geringe) Lichtempfindlichkeit der alkalischen Carminlösung fest. C.

XXI. *A. Schuster. Spectra der Metalloide* (Nature XV p. 447—448).

Wenngleich die Frage, ob einem und demselben chemisch einfachen Körper, abgesehen von Allotropien, nur ein einziges Spectrum zukomme, wie Ångström und Thalén in ihrer letzten, ihrer Entstehung nach allerdings weit zurückreichenden Arbeit behauptet haben, eigentlich nur noch ein historisches Interesse beanspruchen kann, so sei doch hier auf Hrn. Schuster's Mittheilung, die in lebhafter Darstellung eine Reihe von Consequenzen, die bekannten Thatsachen widersprechen würden, aus jener Ansicht zieht, hingewiesen.

Als Hauptabsicht seiner Mittheilung bezeichnet indess der Verfasser, sich über den Wechsel seiner Anschauungen hinsichtlich der Mehrheit der dem Stickstoffe zuzuschreibenden Spectra auszusprechen. Er bekennt sich jetzt rückhaltlos zu der Meinung Salet's, die Ursache des Verschwindens der Linien des Stickstoffes in einer mit diesem Gase gefüllten Geissler'schen Röhre, welche metallisches

Natrium enthält, beruhe in der Absorption des Stickstoffes durch das geschmolzene Metall. Zn.

XXII. ***Lavaut de Lestrade.*** *Neues Mittel, um das Licht des Sonnenspectrums wieder zusammenzusetzen* (Mondes (2) XLII. p. 579—580).

Das durch ein Prisma erzeugte Spectrum wird von einem Spiegel, der parallel der Kante des Prisma's rotiren kann, auf eine weisse Fläche projicirt. So lange der Spiegel in Ruhe ist, erblickt man das farbige Spectrum; sobald er aber in hinreichend schnelle Rotation versetzt wird, vereinen sich die nacheinander dieselbe Stelle des Schirmes beleuchtenden Farben zu einem gemeinsamen Eindruck, dem Weiss. E. W.

XXIII. ***Ch. André.*** *Ueber die sogenannten Tropfenerscheinungen bei der Beobachtung des Venusdurchganges* (J. de phys. VI. p. 87—90).

Geht die Venus an der Sonne vorüber, so scheinen die Ränder derselben längere Zeit durch eine schwarze Brücke vereint zu sein. Durch Beobachtungen an einer künstlichen, durch eine Metallscheibe gebildeten Venus, die an einer gleichfalls künstlichen Sonne vorbeiging, wurde der Verf. für den inneren Contact zu folgenden physikalisch interessanten Schlüssen geführt.

1) Der schwarze Tropfen oder die schwarze Brücke ist eine in der betreffenden Erscheinung selbst begründete Thatsache, die nicht durch Mängel am Objectiv oder ungenaue Einstellung des Oculars des Beobachtungsfernrohres bedingt ist. Bei hinlänglich starker Lichtquelle bildet sich eine solche Brücke stets beim geometrischen Contact, wie vollkommen auch das benutzte Fernrohr sein mag. Dagegen sind die Winkeldimensionen der Brücke umgekehrt proportional dem Durchmesser des Objectives und verschwinden nahezu, wenn letzterer 5—6″ beträgt.

2) Man kann die Brücke vollkommen verschwinden lassen, d. h. einen geometrischen Contact erzeugen, wenn

man entweder das Absorptionsvermögen des Blendglases hinlänglich vermehrt, oder vor das Objectiv einen aus concentrischen, abwechselnd hellen und dunkeln Ringen gebildeten Schirm stellt, oder endlich, wenn man die die Sonne darstellende Lichtquelle hinlänglich schwächt.

3) Die obigen Thatsachen lassen sich alle aus der richtig interpretirten Diffractionstheorie ableiten.

E. W.

XXIV. ***W. Spottiswoode.*** *Objecte für das Polariscop* (Nature XV. p. 275—276).

1) Kreuzt man das polarisirende und analysirende Nicol, legt zwischen dieselben zunächst eine concave parallel der Axe geschnittene Quarzplatte, so dass ihre Axe um 45⁰ gegen die Hauptschnitte der Nicols geneigt ist, und dann noch einen gleichfalls parallel der Axe geschnittenen Quarzkeil, so sieht man, wie die farbigen Ringe, die die concave Platte allein zeigt, von der Kante des Keils fortzuweichen scheinen, und zwar je nach dem Winkel des Keils verschieden stark; auch ändern sie ihren Durchmesser.

Die Erklärung ergiebt sich aus den „Verdet Oeuvres, VI. p. 110" angegebenen Erörterungen.

2) Hat man einen hohlen und einen in denselben eingeschliffenen massiven Quarzkonus, von der denen eine rechts, der andere links dreht, und ist die Axe eines jeden parallel der Krystallaxe, so erblickt man zwichen zwei polarisirenden Vorrichtungen ein System concentrischer Ringe, das sich zusammenzieht oder erweitert, je nachdem man den Analysator in dem einen oder anderen Sinne dreht. In bestimmter Entfernung vom Mittelpunkt erblassen die Farben der Ringe, indem die Wirkung des rechts drehenden Quarzes gerade durch die des links drehenden compensirt wird; in noch grösserer Entfernung nehmen sie wieder an Glanz zu, um dann wieder zu verschwinden.

E. W.

XXV. ***J. G. Mac Gregor.*** *Electrische Leitungsfähigkeit gedehnter Silberdrähte* (Proc. Soc. Edinb. 1875/1876. p. 79—85).

Drähte von chemisch reinem Silber waren oberhalb in eine kupferne, an einem festen Arme angebrachte Klemme eingeschraubt. Unterhalb trugen sie mittelst einer eben solchen Klemme einen dicken Kupferdraht, der an seinem unteren amalgamirten Ende in einen durch eine Schraube in verticaler Richtung verstellbaren Quecksilbernapf tauchte. Eine an dem Draht angebrachte horizontale Metallplatte diente zur Auflage der spannenden Gewichte. Dieselbe ruhte auf drei an der Schraube befestigten Spitzen, so dass durch Senkung der Schraube die Gewichte die Dehnung des Drahtes ganz langsam bewirkten. Der Draht war zur Vergleichung seines Widerstandes mit dem eines Normaeltalons mittelst der oberen Klemme und des Quecksilbernapfes in eine Wheastone'sche Drahtcombination eingefügt (vgl. Wied. Galv. 2. Aufl. Bd. I. p. 251).

Vor den Versuchen waren die Drähte zur Rothgluth erhitzt. Bei jedem Versuch wurde die Länge derselben mittelst des Kathetometers bestimmt und nach Entfernung der spannenden Gewichte und der gepressten Enden der Drähte ihr specifisches Gewicht ermittelt, woraus sich die Aenderung ihres Querschnittes ergab.

Die Widerstände wuchsen viel schneller als die Länge der Drähte, indess liess sich die Aenderung vollkommen aus der zugleich erfolgenden Verjüngung des Querschnittes ableiten. Werden die gedehnten Drähte zur Rothgluth erhitzt, so nimmt ihr Widerstand ein wenig ab (z. B. im Verhältniss von 1.8135 : 1.8103), wie dies schon Becquerel gefunden.

Werden die Drähte durch Dampf auf 100° erhitzt, so findet bei der Dehnung ebenfalls eine Zunahme des Widerstandes, indess nicht in einem einfachen Verhältniss zu den spannenden Gewichten, statt, während nach Meik und Murray[1]) bei Kupferdrähten die Widerstandsänderungen den Gewichten proportional sein sollen. G. W.

[1]) Meik u. Murray Proc. Roy. Soc. Edinb. 1869/70. p. 3.

XXVI. ***Chance.*** *Neuer Electromagnet* (Mondes T. XLII. p. 495—498).

Der Magnet besteht aus einem cylindrischen massiven oder aus einem Drahtbündel gebildeten Eisenkern, um welchen Drahtwindungen gewickelt sind. Auf diese werden ringsherum parallel dem Kerne Eisenstäbchen gelegt, die dadurch eine cylindrische Hülle bilden; dieselbe wird wiederum mit Drahtwindungen bedeckt; letztere werden mit weiteren Eisenstäbchen belegt u. s. f. Oben und unten wird das ganze System durch umgelegte Ringe zusammengehalten. Alle Drahtwindungen stehen durch Zwischenräume zwischen den Stäbchen in Verbindung und werden alle in gleicher Richtung vom Strome durchflossen. Zwei solche Magnete werden auf eine Eisenplatte befestigt und bilden somit einen Hufeisenmagnet. G. W.

XXVII. ***Camacho.*** *Electromagnetische Maschine* (Dingler J. CCXXIII. p. 605—606).

Camacho stellt vier seiner Magnete im Kreise um die Rotationsaxe eines Rades so auf, dass ihre Axen radial liegen. Auf der Peripherie des Rades sind die Anker befestigt, welche aus einzelnen, mit ihren Ebenen radial liegenden, von einander isolirten trapezförmigen oder rechteckigen Platten bestehen. Auf der Rotationsaxe ist der aus dreieckigen Metallplatten zusammengesetzte Commutator aufgesetzt, auf welchem vier mit den Electromagneten verbundene Rollen laufen, durch die der Strom der Batterie den Electromagneten zugeführt wird. Durch Verschiebung derselben auf dem Commutator kann die Zeitdauer der Contacte geändert werden. G. W.

XXVIII. ***Niaudet-Bréguet.*** *Magnetelectrische Maschine* (Dingler J. CCXXIII. p. 473).

XXIX. ***Schuckert.*** *Dynamoelectrische Maschine* (Dingler J. p. 587—589).

Niandet-Bréguet befestigt zwei hufeisenförmige Stahlmagnete in einem gewissen Abstand parallel so neben-

einander, dass ihre Ebenen vertical, ihre Schenkel horizontal und ihre vier Pole in einer Ebene liegen. Um eine gegen die Ebenen der Magnete senkrechte, in der Mitte zwischen den Polen liegende Axe sind, letzterer parallel, 12 mit Drahtspiralen umwundene Eisenkerne befestigt, welche bei der Rotation je in die Verbindungslinien der ungleichnamigen, einander gegenüberstehenden Pole beider Magnete fallen. Die bei der Rotation entstehenden Ströme werden durch einen Commutator, ähnlich wie bei der Gramme'schen Maschine, zu einem continuirlichen vereint. Die Anordnung der Eisenkerne ist also der von Sinsteden angegebenen (Wied. Galv. (2) II. p. 239) ähnlich.

In der Maschine von Schuckert ist der rotirende Eisenring der Gramme'schen Maschine durch eine flache Scheibe ersetzt, welche aus ringförmigen, durch isolirende Zwischenschichten von einander getrennten Eisenblechplatten besteht und zwischen den vier lappenförmigen Polen zweier einander gegenüber stehender Magnete rotirt.

G. W.

XXX. ***W. Spottiswoode. Ueber geschichtete Entladungen. III. Ueber einen schnell wirkenden Interruptor und die Verschiebung der Schichten*** (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 547—550).

Als Interruptor wurde ein an seinem Rande platinirtes Rad angewendet, welches zu 40 je 0.5 Zoll breiten Zähnen ausgezackt und an den 0.4 Zoll breiten Ausschnitten mit Ebonit ausgelegt ist, und auf dem eine Platinfeder schleift. Zwischen das Rad und die Platinfeder, die einander nicht völlig berührten, floss beständig aus einem Gefässe verdünnte Schwefelsäure ($^1/_6$), die den Contact vermittelte. Auch konnte hierbei die Platinfeder durch eine Spitze ersetzt werden. Durch diesen Interruptor konnten 250—2000 Ströme in der Secunde erhalten werden.

Ein durch dieses Interruptor mit einer Chromsäurekette verbundenes Inductorium lieferte bei schneller Drehung sehr beständige Schichten in Entladungsröhren; sie waren stationär oder verschoben sich vorwärts oder rückwärts; bei

langsamer Drehung erschienen sie unstet, so dass die Unstetigkeit auf die Unregelmässigkeit der Schliessungen und ungleiche, längere Dauer der Schichten selbst zurückzuführen ist. Die Verschiebung der Schichten entspricht dann ihrer verschiedenen Lage bei den successiven Entladungen. Die Schnelligkeit derselben hängt von der Verrückung bei je zwei aufeinander folgenden Entladungen ab. Sind bei einem bestimmten Widerstand im primären Kreise die Schichten stationär, so verschieben sie sich bei Vermehrung desselben scheinbar vorwärts zur negativen Electrode, bei Verminderung des Widerstandes rückwärts zur positiven. Wird im ersten Falle der Widerstand weiter vermehrt, so nimmt die scheinbare Vorwärtsbewegung allmählich so zu, dass man sie mit dem Auge nicht mehr verfolgen kann, wird dann langsamer und kehrt sich zuletzt um, wenn die Entfernung zweier zeitlich aufeinander folgender und einander correspondirender Schichten allmählich bis auf den Abstand zweier Schichten derselben Entladung und darüber steigt.

Ein anderer Interruptor beruht darauf, dass eine mit verdünnter Schwefelsäure übergossene Platinplatte unter einer nahe darüberstehenden Platinspitze rotirt. Der hindurchgehende Strom bewirkt eine Gasentwickelung in der Säure, die dadurch von der Spitze zurückweicht, der Strom wird unterbrochen und stellt sich dann wieder her, indem die Schwefelsäure ihre frühere Lage wieder einnimmt. Man kann so je nach dem Abstand der Elektroden und dem Zufluss der Säure bis 1000 sehr regelmässige Unterbrechungen in der Secunde erhalten. G. W.

XXXI. ***L. Denayrouze und P. Jabloschkoff.*** *Theilung des electrischen Lichtes* (C. R. LXXXIV. p. 750—752.

Während die in den Beiblättern I. p. 54 beschriebene Methode zur Erzeugung des electrischen Lichtes zwischen Kohlenstäben, die durch eine pulverförmige Substanz getrennt sind (mittelst der sogenannten „bougies“), gestattete, an 8 verschiedenen Stellen des Schliessungskreises einer

dynamoelectrischen Maschine mit alternirenden Strömen zugleich Lichtbögen zu erzeugen, können für schwächere Beleuchtungen die Funken einer solchen Maschine an verschiedenen Stellen über eine Kaolinplatte geleitet werden, die auf der Funkenbahn weissglühend wird, ohne zu schmelzen. Sie nutzt sich dabei schwach, etwa um 1 Mm. in der Stunde ab. Man kann hierbei den Strom der verschiedenen Inductionsspiralen der Maschine durch einen mit ihren einen Enden verbundenen, gemeinsamen und durch mehrfache von den andern Enden der einzelnen Spiralen ausgehenden Draht zu den zu erleuchtenden Stellen führen, und je nach der Grösse der Spiralen verschieden helle Beleuchtung durch die so entstehenden „bandes lumineuses“ erzielen. G. W.

XXXII. ***F. Schidlowsky.*** ***Krystallbildung durch den galvanischen Strom, im Mikroskope betrachtet*** (Journ. d. phys. Ges. in St. Petersb. IX. p. 50—52).

Klebt man auf das Objectgläschen eines Mikroskopes zwei um etwa $^1/_4$ Mm. von einander abstehende Bleiplättchen, zwischen welche ein Tropfen destillirten Wassers gebracht wird, und leitet man alsdann durch die Plättchen einen galvanischen Strom, so sieht man an der Kathode eine schöne Krystallbildung vor sich gehen, bei welcher sich ein verästelter Bleibaum entwickelt. Ersetzt man die Bleiplättchen durch andere aus Silber, Zink, Zinn, Kupfer, Eisen, so tritt im wesentlichen dieselbe Erscheinung ein, doch giebt jedes Metall einen Baum von besonderem, eigenthümlichen Habitus; Platin und Gold zeigen hingegen die Erscheinung gar nicht. Im Allgemeinen verläuft die Krystallbildung folgendermaassen: Beim Schluss der Kette tritt an der Anode eine Trübung auf, die sich zur Kathode fortbewegt; sobald die letztere erreicht ist, schiessen an ihr Krystalle an, die sich zu Dendriten gruppiren und so einen Baum bilden, welcher, rasch fortwachsend bald die Anode erreicht. In diesem Augenblicke geht durch die Masse ein Erzittern, wodurch die Zweige abfallen, und nur einzelne Nadeln mit sich all-

mählich nach der Seite der Anode hin verdickenden Enden bleiben bestehen. Es entstehen neue Bäume, die denselben Entwickelungsgang und Verlauf befolgen, bis sich dann schliesslich zwischen den Electroden eine metallische Brücke gebildet hat.

Der eben beschriebene Vorgang tritt bei allen Metallen ein, doch wird er für verschiedene derselben verschiedenartig modificirt, so z. B. brechen beim Bleibaum einzelne Zweige, wohl auch der ganze Baum leicht ab und werden zur Kathode fortgeführt.

Wendet man als positive und negative Electroden verschiedenartige Metalle an, so krystallisirt stets nur das Metall der Anode; besteht letztere aus Gold oder Platin, die Kathode hingegen aus Silber, so bilden sich gar keine Krystalle; es treten aber sofort die des Silbers an der Gold-, resp. Platinelectrode auf, sobald man den Strom umkehrt.

Silber, Kupfer und Zink zeigen bisweilen insofern eine abweichende Krystallbildung, als dieselbe längs der Oberfläche des Glases erfolgt, während sie sonst in verschiedenen Schichten der Flüssigkeit vor sich geht. Ein solcher Baum pflegt anfangs sehr blass zu sein, doch bald beginnt er dunkler zu werden, wobei die Farbenänderung von der Wurzel aus beginnt.

Legt man zwischen die Plättchen, welche als Electroden dienen, ein drittes, so dass dasselbe von allen Seiten vom Wasser umgeben ist, so schiessen die Krystalle an diesem letzteren an und zwar von der Seite, die der Anode zugekehrt ist.

Kehrt man den Strom um, nachdem die Baumbildung schon begonnen hat, so ziehen sich die Zweige aus und erblassen, von den Spitzen beginnend; giebt man nun dem Strom die frühere Richtung, so färben sich die Krystalle wieder dunkler, wobei die Färbung von der Wurzel aus beginnt.

Bei Anwendung von Silber als Anode, von Gold oder Platin als Kathode und bei Einschaltung eines Galvanometers in den Strom, war anfangs eine Ablenkung der

Nadel kaum merklich; die Ablenkung wuchs und wurde schliesslich constant 70°, als der Zwischenraum zwischen den Electroden überbrückt war. Bei Umkehrung des Stromes sank die Ablenkung in 2 Secunden auf 10°, stieg aber sogleich wieder auf 70°, als der Strom die frühere Richtung annahm.

Aus Eisen konnte bei Anwendung constanter Ströme eine Krystallbildung nicht erhalten werden, sie trat aber auf bei schwachen Inductionsströmen einer Rhumkorff'schen Spirale, auch bei Anwendung einer Holtz'schen Influenzmaschine, wenn sie langsam gedreht wurde. Das Eisen zog sich hierbei in lange Fäden aus, die indessen abrissen, ehe sie die Anode erreichten. Dasselbe Verhalten zeigte Blei bei Inductionsströmen, während hingegen die Holtz'sche Maschine einen regelrechten Bleibaum gab. Als in das destillirte Wasser ein wenig Eisenstaub gebracht wurde, reihten sich die Eisenpartikeln unter dem Einfluss eines schwachen Inductionsstromes zu langen Fäden; ein starker Inductionsstrom brachte die Theilchen in so rasche Bewegung, dass ihre Gruppirung nicht übersehen werden konnte; es zeigte sich jedoch wiederum die fadenförmige Anordnung in dem Augenblicke, als der Strom unterbrochen wurde.

Es erübrigt noch zu bemerken, dass zu den Untersuchungen ein Hartnack'sches Mikroskop diente, Ocular Nr. 3, System Nr. 7. Als Stromerzeuger diente ein Element Grenet.

R. L.

XXXIII. ***R. Lenz. Ein Quecksilber-Voltameter*** (Publicationen des technologischen Instituts zu St. Petersburg. Separatabdruck, p. 1—26).

Das von Hrn. Lenz angegebene Instrument ist ein Maass-Voltameter und hat etwa folgende Zusammensetzung:

Zwei Glasgefässe sind durch ein seitlich angeschmolzenes Rohr, dass etwas über den Boden mündet, verbunden. Sie nehmen, jedes auf seinem Boden, das als Electrode dienende Quecksilber auf. Der Strom wird durch Platindrähte, welche durch Glasröhren isolirt sind, zugeleitet.

Das Gefäss, welches die positive Electrode (etwa 25 Gramm) enthält, lässt sich zur Verhütung des Ausscheidens von festem Salze von unten her erwärmen; sein Boden befindet sich in einem etwas höheren Niveau als der des anderen, die verbindende Röhre gestattet somit den Abfluss der tieferen concentrirteren Schichten des Electrolyten in das Gefäss der negativen Electrode. Letzteres verengt sich unten trichterförmig in eine Röhre von etwa $^3/_4$ Mm. Durchmesser, die ihrerseits in ein Gefäss aus Stahl führt, dessen Boden ein durch Zahnrad und Trieb beweglicher Stempel bildet. Dieser enthält in einer Durchbohrung einen ebenfalls dicht schliessenden Stahlcylinder, der durch eine Mikrometerschraube um einen genau messbaren Betrag gehoben und gesenkt werden kann.

Eine Marke von besonderer Construction, die an der engen Röhre angebracht ist, gestattet den Meniscus des Quecksilbers immer genau auf dieselbe Stelle einzustellen.

Während der Stromesarbeit wird das Quecksilber so weit gehoben, dass einige Tropfen desselben im weiteren Theile des Gefässes die negative Electrode von geringer Ausdehnung bilden; nach beendigtem Versuche wird der Meniscus auf die Marke zurückgeführt, wobei offenbar die Zunahme des Quecksilbers in Umdrehungen der Mikrometerschraube ermittelt wird.

Als Electrolyt diente salpetersaures Quecksilberoxydul; es wurden also auf ein Aequivalent Silber, das sich in einem gleichzeitig eingeschalteten Silbervoltameter niederschlug, zwei Aequivalente Quecksilber ausgeschieden.

Die Mittheilung von Lenz betrifft nun hauptsächlich Versuche, welche den Beweis liefern, dass in der That das Quecksilbervoltameter an Genauigkeit und Bequemlichkeit dem Silbervoltameter nicht wesentlich nachsteht, oder dass wirklich die electrochemische Methode für das Verhältniss der Atomgewichte der beiden Metalle, genau denselben Werth liefert, wie die rein chemischen Bestimmungen. Ueberhaupt aber nimmt der Verfasser auf die verschiedenen bei der Electrolyse auftretenden secundären Ein-

flüsse eingehend Rücksicht und zeigt, dass namentlich Stromdichtigkeit, Temperatur, Abscheidung basischer Salze, Aenderung in Concentration oder Säuregehalt der Lösung u. s. w. innerhalb gewisser Grenzen nicht schädlich influiren, und erörtert demgemäss auch die Vorsichtsmaassregeln, welche je nach Umständen zu treffen sind.

Der Hauptpunkt in den betreffenden Untersuchungen war die Erklärung des Umstandes, dass bei allen vorläufigen Versuchen in scheinbarem Widerspruche zum electrolytischen Grundgesetze auf ein Aequivalent Silber statt 200, nur etwa 197—198 Gewichtstheile Quecksilber abgeschieden wurden. Lenz erkannte schliesslich als Grund jener Differenz einen selbst bei sorgfältigster Herstellung der betr. Oxydulsalz-Lösung durchaus unvermeidlichen Gehalt an Oxyd; fand aber, dass der Strom selbst dazu benutzt werden kann, diese Verunreinigung zu entfernen, und es somit gelingt, eine ganz oxydfreie Salzlösung herzustellen, in der dann mit voller Genauigkeit das zu berechnende Quantum metallischen Quecksilbers erhalten wird.

Indess auch Angesichts dieses günstigen Resultates kann Lenz nicht umhin, folgende Ausstellungen an dem Apparate zu machen: Der Apparat hat einen grossen und nicht constanten Widerstand. Die Bereitung reiner Salzlösung ist zu schwierig. Die Anwendung des Apparates bedingt eine sehr genaue und daher kostspielige Ausführung.

Wenn indess diese Mängel eine allgemeine Anwendung nicht zulassen werden, so wird derselbe bei gewissen Untersuchungen doch vollkommen zweckentsprechend zu gebrauchen sein. Zn.

XXXIV. ***Berthelot.*** *Chemische Wirkungen des electrischen Effluviums* (Ann. d. Ch. (5) X. p. 51—82. 6 Notizen).

Um die Absorption der Gase durch verschiedene Verbindungen unter dem Einfluss der dunklen Entladungen des Inductoriums, ähnlich wie sie in den Ozonröhren stattfinden, des electrischen Effluviums der französischen Chemiker, zu untersuchen, verwendet Berthelot dünne, oben

geschlossene und unten trichterförmige Röhren, die mit einem Spiralband von Platinblech umwickelt oder von einem zweiten mit verdünnter Säure gefüllten Glasrohr umgeben sind, welches an seinem unteren Ende mit dem ersten Rohre verschmolzen ist. Diese Röhren werden an allen Stellen ausserhalb sorgfältig mit Schellackfirniss lackirt und mit ihrem erweiterten Ende in Quecksilber u. s. f. eingesenkt. Ein U förmiges, an einem Ende geschlossenes und mit verdünnter Säure gefülltes Rohr wird durch das Quecksilber hindurch in das Innere der ersten Rohres eingesenkt. Die Säure in dem U-Rohr und in dem das erste Rohr umgebenden Rohr oder die Platinspirale dienen als Electroden des Inductoriums. — Mittelst dieses Apparates zeigt sich, dass ein Gramm Benzin 4—5 Cc. Stickstoff absorbirt und dabei eine harzartige, beim Erhitzen Ammoniak ausgebende Verbindung liefert. Aehnliche Producte liefern mit Stickstoff Terpentinöl, Sumpfgas, Acetylen (welches durch die Funkenentladung mit Stickstoff Cyanwasserstoff liefert). Auch feuchtes Filtrirpapier nimmt Stickstoff auf und giebt dann beim Erhitzen mit Kalk Ammoniak. Eine ähnliche Bildung ammoniakalischer Verbindungen zeigt sich, wenn die Röhren innen mit syrupdicker Lösung von Dextrin bedeckt und mit Luft gefüllt sind. Eine vorhergehende Bildung von Ozon oder von Ammoniak oder von niederen Oxydationsstufen des Stickstoffs scheint also nicht zur Fixirung des Stickstoffs erforderlich zu sein.

Berthelot weist hierbei auf die nothwendiger Weise in ähnlicher Art stattfindenden Wirkungen der dunklen electrischen Entladungen in der Atmosphäre hin, die er auch direct mittelst der ein wenig modificirten Ozonröhre von Siemens nachweist. Er bringt in den etwa 30—35 Cc. fassenden Gasraum derselben reinen Stickstoff oder Luft und feuchtes Filtrirpapier oder Dextrinlösung und schliesst dann denselben durch Zuschmelzen des Zuleitungsröhres ab. Die eine Belegung der Röhre wird mit einem Thomson'schen Tropfapparat zur Aufnahme der Luftelectricität, die andere mit der Erde verbunden. In allen Röhren wurde nach einiger Zeit der Stickstoff fixirt und die gebildeten Substanzen

entwickelten mit Kalk Ammoniak, besonders stark in zwei Röhren, in denen das Papier grüne Schimmelflecke zeigte. In der Luft für sich zeigte sich in den feuchten Körpern keine Absorption von Stickstoff.[1])

Auch Wasserstoff wird unter Einfluss der dunklen Entladungen von verschiedenen Substanzen absorbirt. Benzin absorbirt etwa das 250 fache Volumen (1.9 Aeq.) und bildet eine harzige Verbindung $(C_6 H_8)_n$; Terpentin absorbirt bis zu 2.5 Aequivalente unter Verharzen; Kohlenstoff liefert keinen Kohlenwasserstoff; Acetylen condensirt sich wie ohne Wasserstoff.

Ein Gemenge von Kohlenoxyd und Wasserstoff liefert unter Einwirkung der dunkeln Entladungen, wie schon Thénard und Brodie gezeigt haben, eine feste Verbindung von nahe der Zusammensetzung $(C_4 H_6 O_3)_n$, Kohlenoxyd und Formen in gleichen Volumen geben ein Harz; Wasserstoff und Stickstoff geben Spuren von Ammoniak, mehr bei Gegenwart verdünnter Schwefelsäure; Stickoxydul zersetzt sich in Stickstoff und Sauerstoff; Stickoxyd liefert Stickoxydul, Stickstoff und Sauerstoff; Schwefelwasserstoff, Selenwasserstoff bilden Wasserstoff und Verbindungen des letzteren mit mehr Schwefel und Selen; Phosphorwasserstoff giebt dabei $P_2 H$; schweflichte Säure zerfällt in Sauerstoff und Schwefel, Cyan giebt Paracyan; Kohlenoxyd giebt das Kohlensuboxyd Brodies $(C_8 O_6)$; Formen, Aethylen, Aethylwasserstoff geben Wasserstoff und Acetylen; bei ersterem entsteht zugleich eine terpentinartig riechende Substanz; Aethylen liefert eine schon von Thénard beobachtete Flüssigkeit $(C_{10} H_{16 \cdot 6})$ und etwas Aethylwasserstoff; letzterer giebt auch etwas Aethylen. Methyläther entwickelt Acetylen und Kohlensäure; Chlor-

1) Es dürfte doch wohl hier am Orte sein, an die schon im Jahre 1861 u. folg. angestellten Versuche von Schönbein (Verhandl. der Naturforsch.-Ges. in Basel Bd. III u. folg. Ann. de Chim. (3) LXVII. p. 371. Jnst. 1862 und 1863) über die Bildung von salpetrichtsaurem Ammoniak aus Stickstoff und Wasser unter verschiedenen Umständen und dessen Vorkommen zu erinnern.

methyl dürfte zuerst in Chlor und Dimethyl zerfallen, die durch ihre Wechselwirkung Acetylen und Chlorwasserstoff geben, von denen ersteres sich condensirt. Zuletzt bleiben Chlorkohlenstoff, Wasserstoff und andere gechlorte Verbindungen. G. W.

Literatur-Uebersicht.

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 7.

*G. **Goldschmiedt** und G. **Ciamician**. Ueb. eine Modification d. Dampfdichtebestimmung, p. 641—646.*

*L. **Löwenherz**. Zusätze zu d. Mitth. üb. thermom. Versuche, p. 647—648.*

*J. H. **van't Hoff**. Die Grenzebene, ein Beitrag zur Kenntniss der Esterbildung, p. 669—678.*

*H. W. **Vogel**. Ueber d. Lichtempfindlichk. d. Purpurins, p. 692.*

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 9—11.

***Brücke**. Beiträge zur chemischen Statik, p. 85.*

*L. **Boltzmann**. Ueb. eine neue Bestimmung einer auf d. Messung d. Molecüle Bezug habenden Grösse aus d. Theorie d. Capillarität, p. 85.*

*K. **Domalip**. Ueber eine Meth. d. Widerstand schlechter Electricitätsleiter zu bestimmen, p. 86.*

*J. **Wallentin**. Weitere Bemerkungen zur Theorie d. Wirkung von Cylinderspiralen mit variabler Windungszahl, p. 86.*

*G. **Baumgartner**. Ueb. d. Einfluss d. Temp. auf d. Verdampfungsgeschwindigkeit, p. 86.*

*J. **Puluj**. Ueber Diffusion d. Dämpfe durch Thonzellen, p. 88—90.*

*A. v. **Obermayer**. Ein Beitrag zur Kenntniss d. zähflüssigen Körper, p. 90—91.*

*P. C. **Puschl**. Ueb. d. inneren Zustand u. d. latente Wärme d. Dämpfe, p. 91—92.*

*Ed. **Reitlinger** und A. v. **Urbanitzky**. Ueb. einige merkwürdige Erscheinungen in Geissler'schen Röhren, p. 100—104.*

*V. v. **Lang**. Theorie d. Circularpolarisation, p. 108.*

Dingler's Journal. 1877. T. CCXXIII. Heft 6.

***Schuckert**. Verbesserte dynamo-electrische Maschine, p. 587—589.*

***Camacho**. Electromagnetische Maschine, p. 605—606.*

*L. **Laurent**. Neues Saccharimeter, p. 608—615.*

*W. A. **Bradbury**. Pyrometer zur Bestimmung der Temperatur der heissen Gebläseluft, p. 620—621.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXIV. Nr. 15—17.

***Berthelot**. Quelques-unes des données fondamentales de la Thermochimie, p. 674—680.*

*G. A. **Hirn**. Sur un théor. rel. à la détente etc. (suite), p. 680—683.*

A. Thénard. *Note sur une modific. à apporter dans l'emploi de l'électr. consid. comme agent de depôts gal. et de decomp. chim., p. 706—708.*

L. Troost. *Nouv. Meth. pour établir l'équivalent en volumes des substances vaporisables, p. 708—711.*

H. Sainte-Claire Deville. *Observat. sur le même sujet, p. 711—713.*

Berthelot. *Recherches sur l'acide iodique, p. 734—741.*

Kirchhoff. *Sur la théorie des plaques planes élastiques, p. 740.*

L. Denayrouze et Jabloschkoff. *Divisibilité de la lum. électr., p. 750—752.*

Bourgois. *Du roulis en eau calme, p. 768—771.*

D. Gernez. *Sur l'état des sels dans les dissolutions, p. 771—773.*

Journal de physique. 1877. T. VI. April.

Garbe. *Sur la cause du mouvement dans le radiomètre, p. 105—108.*

G. Lippmann. *De la Theorie capillaire de Gauss et son extension aux propriétés capillaires des lignes liquides, p. 108—115.*

Jabloschkoff. *Nouvelle Lampe électrique. p. 117.*

Benoît. *Sur l'électromètre à Quadrant par M. Thomson, p. 118—123.*

E. Gripon. *Expériences d'électricité statique, p. 126.*

Philosophical Mag. (5) 1877. V. III. Nr. 19. Mai.

John Kerr. *On Rotation of the Plane of Polarisation by Reflection from the Pole of a Magnet, p. 321—343.*

H. M. Bosanquet. *Notes on the Theory of Sound, p. 343—349.*

Oliver Lodge. *Reply to the Note of Prof. Avenarius, p. 349—353.*

J. Thomson. *Experiments on Contact Electr. between Non-Conductors, p. 389—392.*

Challis. *Suppl. to a Theory of the cup-shaped Rad., p. 395—396.*

Nature. V. XV. 12. April bis 26. April 1877. Nr. 389—391.

Sitzung der Philosophical Society zu Cambridge (Maxwell a paradox in the Theorie of Attraction), p. 523—524.

Sitzung der Royal Soc. 8. März, p. 542—543. 15. u. 22. März, p. 562.

— der Physical Soc., 17. März, p. 543—544. 14. April, p. 564.

The Chemical News. 1877. V. XXXV. Nr. 907—909.

Walenn. *Electrodéposition of Alloys, p. 154.*

Sillimann Journal (3) XIII. Nr. 76. April.

F. W. Clarke. *Note on Molecular Volume, p. 292—295.*

Il Nuovo Cimento (3) 1877. I. Jan. u. Februar.

Fr. Rossetti. *Ulteriori esperienze fatte col rad. di Crookes, p. 5—10.*

Eug. Beltrami. *Considerazioni sopra una legge potenziale, p. 10—21.*

Cantoni. *Sul raffreddamento dei liquidi, p. 33—34.*

Gius. Pisati e G. Saporito-Ricca. *Sul la tenacità del ferro a diverse temperature, p. 35—57.*

A. Naccari e M. Bellati. *Intorno alla influenza della magnetizzazione sulla conducibilità termica del ferro, p. 72—88.*

1877. BEIBLÄTTER № 6.
ZU DEN
ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.
BAND I.

I. *G. Pisati. Ueber die Elasticität der Metalle bei verschiedenen Temperaturen* (Gaz. chim. ital. VI. 1876. VII. 1877. p. 1—109. Separatabdruck [1])).

Eine nach unten conisch verjüngte, in einen festen horizontalen Eisenarm eingesetzte Fassung ist an ihrem unteren Ende aufgeschlitzt und daselbst mit einer Ueberfangsschraube versehen. In den Schlitz werden Drähte von etwa 3.6 M. Länge mit ihrer Mitte eingeklemmt. Ihre beiden nach unten herabhängenden Enden sind in ähnlicher Weise in die oberen Enden von zwei 0.25 M. langen, verticalen Stahlstäben eingeklemmt, welche unterhalb mit den die beiden Drahthälften spannenden Gewichten belastet sind. Die Stahlstäbe tragen verschiebbare Miren, welche genau nebeneinander gestellt werden können und zur Bestimmung der Länge der Drähte mittelst eines mit Ocularmikrometer versehenen Kathetometers dienen. Die Drähte und ein längeres Stück der oberen Fassung und unteren Stahlstäbe sind von einem Oelbade umgeben, welches aus zwei etwa 2 M. langen, concentrischen, resp. 9 und 1.5 Ctm. weiten, unten mit einander verbundenen Eisen-

[1]) Es sei mir bei dieser Gelegenheit eine kleine Bemerkung gestattet. Die den verschiedenen Journalen (z. B. den Wiener Berichten u. A.) entnommenen Separatabzüge von Abhandlungen werden häufig mit einer besonderen Paginirung versehen, wodurch ohne Nachschlagen der Journale selbst das Citiren nach der Seitenzahl der letzteren nicht wohl möglich ist. Es wäre deshalb im allgemeinen Interesse sehr wünschenswerth, wenn auf den Separatabzügen neben der Jahreszahl und Nummer des Bandes auch die Zahl der Seite bemerkt würde, auf welcher die darin enthaltene Abhandlung in dem betreffenden Journal beginnt. G. W.

röhren besteht. Das darin befindliche Oel wird durch 6 kreisförmige Gasbrenner mit horizontalen Flammen erhitzt, die durch eine Rührvorrichtung überall gleich erhaltene Temperatur desselben durch Thermometer bestimmt. Das Ganze ist von einem Drahtnetz umgeben. Unterhalb des Bades gehen die an den Drähten hängenden Stahlstäbe durch ein in einem flachen mit kaltem Wasser gefüllten Gefässe angebrachtes Rohr. Vor jeder Messung wurde die Temperatur wenigstens eine halbe Stunde constant erhalten. Mit diesem Apparate wurde beobachtet:

1) Die Verlängerung von Eisen- und Stahldrähten durch verschiedene Belastungen.

Die resp. 0.4236 u. 0.4940 Mm. dicken Drähte wurden bei schwacher Rothgluth angelassen. Sie wurden vor dem definitiven Versuche wiederholt auf 300° erhitzt und abgekühlt und dadurch auf einen constanten, normalen Zustand zurückgeführt. Die beiden Hälften der Drähte wurden mit verschiedenen Gewichten belastet und die Differenz ihrer Längen bestimmt. So ergab sich bei der Temperatur t der Elasticitätscoefficient E der Dehnung:

	t	20	50	100	150	200	250	300
Eisen	E	21441	21364	21212	20895	20458	19871	19175
Stahl	E	18481	18416	18232	18052	17820	17593	17372

Es nimmt also der Elasticitätscoefficient eines auf den normalen Zustand reducirten Eisen- und Stahldrahtes mit der Temperaturerhöhung ab, wie schon für das Eisen. entgegen den Angaben von Wertheim, von Kohlrausch und Loomis festgestellt worden war.

2) Die Torsionselasticität und elastische Nachwirkung in verschiedenen Metalldrähten (Silber, Eisen, Stahl, Messing, Kupfer, Gold, Platin, Aluminium). Die Drähte waren etwa 65 Ctm. lang und $^1/_2$—$^1/_4$ Mm. dick. Die Versuche wurden durch Zählung und Messung der Abnahme der Weite der Torsionsschwingungen angestellt. Die Drähte waren unten durch ein cylindrisches Messingstück belastet, welches eine horizontale Kreistheilung trug, die durch ein Fernrohr mit Fadenkreuz beobachtet wurde.

Es wurde die schon bekannte Thatsache von neuem festgestellt, dass erst allmählich bei wiederholten Schwingungen die Drähte in einen normalen Zustand gelangen, in dem sie etwas langsamer schwingen als anfangs, und eine geringere Abnahme der Schwingungsweiten zeigen, und dass in gleicher Weise wiederholte Temperaturänderungen wirken. Bei plötzlicher Entfernung des spannenden Gewichtes während etwa 30 Secunden zeigt sich nach dem Wiederanhängen desselben oder bei Aenderungen des Gewichtes eine vorübergehende Abnahme der Schwingungszahl, welche indess allmählich die mit dem früheren Gewicht erreichte übertraf, wenn sich dabei die Drähte stark erwärmten. Allmählich gelangt der Draht hierbei indess in einen unveränderlichen Zustand.

Mit zunehmender Temperatur nehmen die Schwingungsdauern erst schnell, dann langsamer zu; der Torsionsmodulus also ab.

Sind die Drähte ausgeglüht, so finden diese Aenderungen viel regelmässiger statt, als bei ungeglühten Drähten.

Wird der Elasticitätsmodulus bei verschiedenen Temperaturen durch die Formel $E_t = a + bt + ct^2 + dt^3$ dargestellt, die Amplitude der $n$ten Schwingung durch die Formel $A = 90^0 (0.80274 - \alpha \operatorname{tg} \beta (10 - n))^n$, resp. bei den mit einem * bezeichneten Metallen durch die Formel $A = 90^0 (0.80274 - \alpha (10 - n))^n$, wenn die der ersten 90^0 beträgt, so ist für:

	bei 0—200⁰				bei 200—300⁰				
	a	$10^3 b$	$10^5 c$	$10^7 d$	a	b	$10^4 \alpha$	β	bei
R Ag	1655.6	— 481	+. 14	—183	2082.3	—3.3	117	9.2	17—150⁰
W Ag	1282.9	— 497	— 49	— 15	—	—	20*	—	24⁰
W Fe	4054.2	— 837	— 79	+ 46	4129.0	—1.55	170	8	19.5—300⁰
W St	4145.0	— 777	—245	+ 38	4182.3	—1.3	275	6	22—300⁰
R Cu	2178.0	— 517	— 82	— 71	3463	—6.95	380	8	18—75⁰
W Cu	1986.0	—5395	+ 46	— 94	—	—	520	6	28—100⁰
R M	2128.0	— 979	+ 88	— 16	2806.4	—4.05	13*	—	20—190⁰
W M	2016.8	— 768	+ 52	— 64	—	— 1)	50**)	—	29.5⁰
R Au	1325.6	—2861	— 64	— 43	—	—	15*	—	23.4—125⁰
R Pt	3315.6	— 376	—167	+ 26	—	—	25*	—	25—300⁰
W Pt	3138.7	— 398	+ 16	—165	—	—	22*	—	24.5—350⁰
R Al	1169.0	—8433	+236	—195	—	—	22*	—	23.4⁰

1) $2016.8 - 3.213\,t + 0.0248\,t^2 + 0.000667\,t^3$ zwischen 200 und 250⁰.

**) Für weiches Messing ist statt $(10-n)$ $(10-n)^{1,3}$ zu setzen.

M bezeichnet in der Tabelle das Messing, St den Stahl, R die rohen, W die weichgemachten Metalle.

Die bekannte Formel für die Reduction der Dauer der Schwingungen von der Weite a auf unendlich kleine: $t_o = t\left(1 - \frac{1}{4}\sin^2\frac{a}{4}\ldots\right)$, ist bei diesen Versuchen, wo elastische Nachwirkung eintritt, wie zu erwarten und schon Kupffer gezeigt hat, nicht anwendbar; auch passt die von letzterem angegebene Formel: $t_o = t\left(1 - k\,r\sqrt{\frac{a}{l}}\right)$, wo r und l Radius und Länge des Drahtes sind, nicht ganz.

Das logarithmische Decrement ist für:

	R M	R Ag	W Fe	R Pt	W Cu	W M
t	29.6	24.2	20.5	22.2	49.0	49.2
$10^4\beta$	3	13	5	3	7	7
	23	127	36	8	17	8 (nach Streintz).

Wird dasselbe nach der Formel von Kupffer $\left[\beta = \frac{1}{t_1 - t}\left(\frac{\vartheta_1^2}{\vartheta^2} - 1\right)\right]$ zwischen zwei Temperaturen t, t_1 berechnet, und sind ϑ, ϑ_1 die Schwingungsdauern, so ist:

	R Cu	W Cu	W St	W M	R M
$10^7\beta$	3174	3131	2432	4023	4252
	6907		4708	5586	3406 (nach Kupffer).

Es ergeben sich also grosse Verschiedenheiten.

Auch für die Elasticitätscoefficienten erhielten Loomis und Kohlrausch viel kleinere Werthe als Pisati.

Pisati schreibt diese Verschiedenheiten in den beobachteten Werthen dem Umstande zu, dass die Drähte dabei vom endlichen normalen Zustande verschieden weit entfernt gewesen sind, weniger auf die kleinen Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung derselben[1]).

---

1) Indess können auch schon äusserst geringe Beimengungen zuweilen die Härte des Metalles wesentlich beeinflussen. Dass auch das belastende Gewicht von grossem Einfluss sein kann, habe ich schon bei einer früheren Gelegenheit angedeutet; so war z. B. bei einigen Versuchen (1859) das Verhältniss v der Weite der zehnten und ersten Torsionsschwingung von weichen, auf 100° erhitzten Drähten von chemisch reinem Silber bei den Belastungen G:

II. ***G. Pisati und G. Saporito-Ricca. Festigkeit des Eisens bei verschiedenen Temperaturen*** (Cim.(3)I. p. 35—57.

Die Drähte wurden in dem im vorigen Aufsatz beschriebenen Erwärmungsapparat zwischen zwei Haken eingehängt, um die ihre Enden gewunden sind, und unten mit einem Gefässe versehen, in welches aus einem seitlich aufgestellten graduirten Cylinder Wasser floss, bis sie zerrissen. Das dabei die Drähte belastende Gewicht sei P. Die Länge L der Drähte betrug etwa 10 Ctm., das Gewicht p_0 eines Meters bei 0^0 etwa 0.48—1.28 Grm. Es wurden von ungeglühtem Draht 80, von geglühtem 760 Stück zerrissen. Auch wurde nach dem Versuche die Summe L_1 der Längen der beiden von einander gerissenen Stücke bestimmt. Die Festigkeit der Drähte bei der Temperatur t ist dann $T = P:p$, wo $p = p_0(1 + \alpha t)$ ist; der Dehnungscoefficient ist $\lambda = L_1 - L : L$.

Bei nicht geglühten Drähten ist den Versuchen zufolge die Dehnung sehr klein und nimmt mit Erhöhung der Temperatur ab ($t = 16$—300, $\lambda = 0.023$—0.011).

Bei einem Drahte, der in der dunkeln Rothglut angelassen ist, sinkt mit Erhöhung der Temperatur von 14—50^0 die Festigkeit, steigt dann wieder bis 90^0, sinkt schnell wieder bis 120^0, bleibt bis 200^0 constant und sinkt langsam bis 235^0, wo dann ein plötzliches Ansteigen eintritt, dem eine langsame Abnahme folgt; indess ist die Festigkeit noch bei 300^0 grösser als bei 14^0.

G	770	1370	1670	1820	1970	2120 Gr.
v	0.734	0.665	0.608	0.538	0.442	0.266.

Ganz allmählich nähern sich dann bei wiederholten Schwingungen die Drähte demselben Zustand, den sie schon nach kurzer Zeit bei geringeren Belastungen besitzen. Dabei ist es, wie namentlich auch bei Versuchen über die Dehnung der Drähte, durchaus nöthig, die spannenden Gewichte ganz allmählich ohne Stoss an dieselben zu hängen, weil sonst die Resultate unregelmässig ausfallen. Ich werde mir erlauben, meine älteren und neueren Beobachtungen über diese Verhältnisse, die sich noch besser bei statischen Zuständen der Stäbe und Drähte als während ihrer Schwingungen beobachten lassen, und über die ich einiges schon in Pogg. Ann. CVI und CVII mitgetheilt alsbald in den Annalen im Zusammenhange zu veröffentlichen. G. W.

Die Dehnung nimmt von 14° bis 75° ab, steigt bis 100°, sinkt schnell bis 125°, wo sie Null ist, bleibt so bis 225°, wächst erst schnell, dann langsam und hat bei 300° denselben Werth, wie bei 14°. So ist z. B. bei einem Draht:

t	14	50	75	90	120	125	200	235	240	300
T	5485	5351	5376	5553	5303	5241	5262	5143	7123	6582
λ	0.144	0.122	0.044	0.049	0.027	0.019	—	0.029	0.067	0.116

Ein ähnliches Verhalten zeigen andere Drähte.

Das kleine Maximum von T bei 100° ist bei dicken Drähten etwas grösser als bei mittleren und bei dünnen verschwindend; das bei höheren Temperaturen auftretende, von einem schnellen Ansteigen gefolgte Minimum von T fällt bei dünnen Drähten bis 265°, bei dickeren bis 250° und 215°. Drähte, die über glühenden Kohlen (in Kohlenoxyd) angelassen sind, verhalten sich analog, zeigen aber eine etwas geringere Festigkeit und etwas stärkere Dehnung. Die Temperatur t_m, bei der bei diesen Drähten das Minimum T eintritt, entspricht etwa der Formel:

$$t_m = 267.5^0 - 36 p_o.$$

Aeltere Versuche von Wertheim (Ann. d. chim. et phys. (3) XII. p. 440) und Baudrimont (l. c. XXX. p. 304) zeigen untereinander grosse Abweichungen, weisen aber auch schon auf Unregelmässigkeiten hin. G. W.

III. *C. Niven. Ueber die Theorie eines unvollkommen homogenen elastischen Körpers* (Phil. Mag. (5) III. p. 241—260).

Die Untersuchung bezieht sich auf Körper, welche zwar, sofern man grössere Volumtheile mit einander vergleicht, homogen sind, aber nicht mehr für kleine Volumelemente, eine Bedingung, welche sich bei Körpern, die die Polarisationsebene drehen, erfüllt finden mag. Diese Erscheinung abzuleiten und aus derselben einen Schluss auf die Grösse der Wirkungssphäre der Aethertheilchen zu ziehen, ist das Ziel der Arbeit.

In Körpern von solcher Beschaffenheit werden die Wirkungen auf die Fläche eines Volumelementes nicht nur aus einer translatorische Bewegung anstrebenden Kraft

bestehen, sondern gleichzeitig aus einem Kräftepaar. Diese Bedingung sucht der Verf. zu formuliren und die Consequenzen einer solchen Annahme für die Verschiebungsgleichungen zu ziehen, ohne dass er versucht, zu entwickeln, wie sich so gestaltete Gleichungen aus einer bestimmt formulirten Annahme über den Bau des Körpers ergeben können.

Sind u, v, w die Verschiebungen eines Punktes x, y, z, $u + \Delta u$, $v + \Delta v$, $w + \Delta w$ die Verschiebungen eines benachbarten Punktes $(x + h, y + k, z + l)$, so ist mit Beschränkung auf die ersten Potenzen von h, k, l:

$$\Delta u = h \frac{du}{dx} + k \frac{du}{dy} + l \frac{du}{dz} \text{ etc.}$$

Setzt man:

$$\left.\begin{aligned} A = \frac{du}{dx},\ B = \frac{dv}{dy} \,..\, 2D = \frac{dw}{dy} + \frac{dv}{dz}, \,..\, 2F = \frac{dv}{dx} + \frac{du}{dy} \\ 2\tilde{\omega}_1 = \frac{dw}{dy} - \frac{dv}{dz},\ 2\tilde{\omega}_2 = \frac{du}{dz} - \frac{dw}{dx},\ 2\tilde{\omega}_3 = \frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy}, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

so kann man für obige Δu etc. schreiben:

$$\Delta u = Ah + Fk + El - \tilde{\omega}_3 k + \tilde{\omega}_2 l, \qquad \Delta v = \ldots \text{ etc.} \quad (2)$$

so dass scheinbar wenigstens durch $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$, $\tilde{\omega}_3$ Drehungen der Theilchen um drei den Coordinatenaxen parallele Linien eingeführt sind. Um diesen Gleichungen, welche bis jetzt nur eine identische Umschreibung der gewöhnlichen, für homogene Körper geltenden sind, eine erweiterte Bedeutung zu verleihen, nimmt Niven an, dass A, B, . . F, $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$, $\tilde{\omega}_3$ sich regelmässig und continuirlich innerhalb des Volumelementes ändern. Sind dann für einen beliebigen Punkt $P(xyz)$ im Inneren des Elementes, z. B. für den Schwerpunkt derselben, $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$, $\tilde{\omega}_3$ die fingirten Drehungen, so sind dieselben an irgend einem anderen Punkte $P_1(x + h, y + k, z + l)$:

$$\tilde{\omega}_1 + h \frac{d\tilde{\omega}_1}{dx} + k \frac{d\tilde{\omega}_1}{dy} + l \frac{d\tilde{\omega}_1}{dz} \text{ etc.}$$

Es soll angenommen werden, dass die Drehungen in P und P_1 sich unterscheiden durch eine lineare Function der Differentialquotienten von $\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2, \tilde{\omega}_3, A, B$ . . ., und dass sie Grössen von der Ordnung (m) sind, welche die Entfernung misst, bis zu welcher die Ungleichheiten der Struc-

tur merkbar sind, d. h. von der Ordnung der Molecularabstände. Es kommen somit in Betracht die oben erwähnten 9 Grössen und deren 27 Differentialquotienten nach x, y, z.

Die Differentialquotienten von $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$, $\tilde{\omega}_3$ stellt Niven — analog denjenigen der translatorischen Verschiebungen — zusammen nach den Gruppen:

$$(3)\quad \begin{cases} 2\dfrac{d\tilde{\omega}_1}{dx},\ 2\dfrac{d\tilde{\omega}_2}{dy},\ 2\dfrac{d\tilde{\omega}_3}{dz},\ \dfrac{d\tilde{\omega}_3}{dy}+\dfrac{d\tilde{\omega}_2}{dz},\ \dfrac{d\tilde{\omega}_1}{dz}+\dfrac{d\tilde{\omega}_3}{dx},\ \dfrac{d\tilde{\omega}_2}{dx}+\dfrac{d\tilde{\omega}_1}{dy}; \\ \dfrac{d\tilde{\omega}_3}{dy}-\dfrac{d\tilde{\omega}_2}{dz},\ \dfrac{d\tilde{\omega}_1}{dz}-\dfrac{d\tilde{\omega}_3}{dx},\ \dfrac{d\tilde{\omega}_2}{dx}-\dfrac{d\tilde{\omega}_1}{dy}. \end{cases}$$

Die Glieder der ersten Gruppe mögen mit a, b, c, d, e, f, die der zweiten mit $2\tilde{\omega}_1^1$, $2\tilde{\omega}_2^1$, $2\tilde{\omega}_3^1$ bezeichnet werden. Die lebendige Kraft im Volumelement, welches so gross gewählt sein soll, dass die einzelnen Elemente als unter einander gleich angesehen werden können, hängt dann ab von folgenden Grössen:

(I)	A, B, C, D, E, F	(IV)	$\tilde{\omega}_1^1, \tilde{\omega}_2^1, \tilde{\omega}_3^1$
(II)	$\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2, \tilde{\omega}_3$	(V)	$\dfrac{dA}{dx}, \dfrac{dA}{dy}, \ldots \dfrac{dF}{dz}$
(III)	a, b, c, d, e, f		

In die lebendige Kraft würden die sämmtlichen Combinationen zu je zweien dieser Grössen eingehen. Der Verf. berechnet nur, da es sich um optische Vorgänge handelt, die durch innere Verschiebungen im Element hervorgebrachten Kräfte, nicht die durch Verschiebung der Elemente gegen einander bewirkten; dann fallen alle Combinationen mit $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$, $\tilde{\omega}_3$ weg, da diese einer Drehung des ganzen Volumelementes entsprechen und eine solche keinen Einfluss — man denke an eine drehende Flüssigkeit — hat. Die Combinationen der drei letzten Gruppen unter einander sind von höherer Ordnung gegen die Combinationen mit der Reihe (I), sie sollen gleichfalls weggelassen werden. So bleiben für eine erste Annäherung nur übrig die Combinationen (I, I), (I, III) (I,IV), (I, V).

Als weitere Voraussetzungen in der mathematischen Behandlung sind zu bemerken: 1) Niven lässt eine periodische Volumänderung Θ zu, verlangt aber, als Bedingung für die Möglichkeit zweier Wellen in jeder

Richtung, dass $\frac{d^2\Theta}{dt^2}$ eine Function von Θ bez. $\frac{d\Theta}{dx}$ etc. ist. 2) Alle Theile der Energie, welche sich auf die Oberfläche des Elementes beziehen, sollen vernachlässigt werden, da sie keinen Beitrag zur inneren lebendigen Kraft des Elementes liefern. Infolge dessen lässt der Verf. alle Theile der Energie, welche durch partielle Integration in der Form von Oberflächenintegrale dargestellt werden können, weg. Er hofft, dass eine genauere Analyse diese Vernachlässigung rechtfertigen werde.

Die weitere Behandlung ergibt, dass nur die Glieder der Gruppe (I, III) in Betracht kommen. Der Gedankengang ist folgender: Der von (I, III) herrührende Theil der Energie ist von der Form:

$$\int_V J = K_{11}\, Aa + K_{12}\, Ab + \ldots\ldots + K_{66}\, Ff$$

wo $K_{11} \ldots K_{66}$ im Ganzen 36 Constante vorstellen. Wir bilden durch Variation der Energie zunächst die Volumbeschleunigung:

$$\frac{d^2\Theta}{dt^2} = \frac{d^2}{dt^2}\left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}\right).$$

Es ist: $\delta J = K_{11}\,(A\,\delta a + a\,\delta A) + \ldots\ldots$

Alle mit δa, δb etc. multiplicirten Glieder liefern keinen Beitrag zur Volumbeschleunigung. Denn es ist mit Rücksicht auf die oben angegebene Bedeutung der Buchstaben:

$$\int_V A\,\delta a\, dx\, dy\, dz = 2\int_\Sigma d\Sigma\,.\,l\,.\,A\,\delta\tilde{\omega}_1 - 2\int_V \delta\tilde{\omega}_1\, \frac{dA}{dx}\,.\,dx\,dy\,dz,$$

wo der Index Σ resp. V andeutet, dass die Integration über die Oberfläche resp. das Volum des Elementes auszudehnen ist, und l, m, n die Richtungscosinusse der Oberflächennormale bedeuten. Ferner ist:

$$-2\,\delta\tilde{\omega}_1 = \delta\left(\frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy}\right) = \frac{d\,\delta v}{dz} - \frac{d\,\delta w}{dy}.$$

Integrirt man daher das Volumintegral rechter Hand wieder partiell, so bekommt man, mit Unterdrückung des entstehenden Oberflächenintegrales:

$$-\int\limits_V\left(\delta v\frac{d^2A}{dx\,dz}-\delta w\frac{d^2A}{dx\,dy}\right)dx\,dy\,dz.$$

Nach der Gleichung der lebendigen Kraft:

$$\delta J=\int\limits_V\left(\frac{d^2u}{dt^2}\delta u+\frac{d^2v}{dt^2}\delta v+\frac{d^2w}{dt^2}\delta w\right)dx\,dy\,dz$$

käme somit in die Gleichung für $\frac{d^2v}{dt^2}$ der Summand $-\frac{d^2A}{dx\,dz}$, in die Gleichung für $\frac{d^2w}{dt^2}$ der Summand $\frac{d^2A}{dx\,dy}$. Für $\frac{d^2\Theta}{dt^2}$ dagegen liefern beide zusammen den Werth Null, da der erste noch nach y, der zweite nach z zu differentiiren ist.

Somit lässt sich schreiben:

$$\int\limits_V\delta J=\int\limits_V\left(K_{11}\,a.\frac{d\delta u}{dx}+K_{12}\,b\cdot\frac{d\delta u}{dx}+\ldots+\tfrac{1}{2}K_{41}\,a\left(\frac{d\delta w}{dy}+\frac{d\delta v}{dz}\right)+\ldots\right)$$

Integrirt man wiederum partiell und lässt die Oberflächenintegrale weg, so bekommt man:

$$\frac{d^2\Theta}{dt^2}=\frac{d^2}{dx^2}\left\{K_{11}\,a+\ldots+K_{16}f\right\}+\ldots+\frac{d^2}{dx\,dy}\left\{K_{61}\,a+\ldots+K_{66}f\right\}.$$

Für $a, b\ldots f$ führt man ihre auf S. 311 gegebenen Werthe ein. Da $\frac{d^2\Theta}{dt^2}$ eine Function von Θ sein soll, so muss es auch, weil u, v, w nur in $\tilde{\omega}$ etc. vorkommen, wie eine nähere Ueberlegung zeigt die Form:

$$\left(K_1\frac{d^2}{dx^2}+K_2\frac{d^2}{dy^2}+\ldots+2K_6\frac{d^2}{dx\,dy}\right)\left(\frac{d\tilde{\omega}_1}{dx}+\frac{d\tilde{\omega}_2}{dy}+\frac{d\tilde{\omega}_3}{dz}\right)$$

haben; es ergeben sich aus der Gleichsetzung beider Ausdrücke eine Anzahl Beziehungen zwischen den Coefficienten und der Werth von J vereinfacht sich in:

$$\begin{aligned}J=(K_1A+\ldots+K_6F)(a+b+c)-\tfrac{1}{2}K_{44}\,(Bc+Cb-2Dd)\\-\tfrac{1}{2}K_{55}(Ca+Ac-2Ee)-\tfrac{1}{2}K_{66}\,(Ab+Ba-2Ff)\\-K_{14}\,(Ef+Fe-Ad-Da)-K_{25}\,(Fd+Df-Be-Eb)\\-K_{36}\,(De+Ed-Cf-Fc).\end{aligned}$$

Da $a+b+c=0$, so fällt das erste Glied weg.

Setzt man ausserdem:

$$A = x^2,\ B = y^2,\ C = z^2,\ D = yz,\ E = xz,\ F = xy,$$
$$a = \xi^2,\ b = \eta^2,\ \ldots\quad \ldots\quad \ldots\ f = \xi\eta,$$

so lässt sich schreiben:

$$J = -\tfrac{1}{2}K_{44}X^2 - \tfrac{1}{2}K_{55}Y^2 - \tfrac{1}{2}K_{66}Z^2 - K_{14}XZ - K_{25}XZ - K_{36}XY,$$

wo $X = y\zeta - z\eta$ etc. Durch Coordinatentransformation lassen sich also die doppelten Producte wegschaffen; auf die neuen Axen bezogen, wird sonach J von der Form:

$$J = -\alpha(Bc + Cb - 2Dd) - \beta(Ca + Ac - 2Ee) - \gamma(Ab + Ba - 2Ff).$$

Lässt man den Grössen $A, B \ldots a \ldots f$ ihre frühere Bedeutung, bezieht dieselben aber auf die neuen Axen, so kann man nach Einführung ihrer Werthe als Differentialquotienten von u, v, w wieder δJ in geeigneter Weise so partiell integriren, dass die Coefficienten $\delta u, \delta v, \delta w$ explicite auftreten. Es bleibt dann z. B. vom dritten Gliede das Volumintegral:

$$\int_V \left\{\delta u\left(\frac{d^2\tilde{\omega}_1}{dx^2} + \frac{d^2\tilde{\omega}_1}{dy^2}\right) + \delta v\left(\frac{d^2\tilde{\omega}_2}{dx^2} + \frac{d^2\tilde{\omega}_2}{dy^2}\right) + \delta w\left(\frac{d^2\tilde{\omega}_3}{dx^2} + \frac{d^2\tilde{\omega}_3}{dy^2}\right)\right\}.$$

Führt man die Rechnung auch für die beiden anderen Glieder durch, so bekommt man als Coefficienten von δu, δv, δw Werthe, welche wit $\partial^2\tilde{\omega}_1$, $\partial^2\tilde{\omega}_2$, $\partial^2\tilde{\omega}_3$ bezeichnet werden können, wenn ∂^2 bedeutet die Operation:

$$\partial^2 = \alpha\left(\frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}\right) + \beta\left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{d^2}{dx^2}\right) + \gamma\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2}\right).$$

Die translatorische Beschleunigung in irgend einer anderen bestimmten Richtung ist $\partial^2\tilde{\omega}^1$, wenn $\tilde{\omega}^1$ die Rotationscomponente in dieser Richtung ist. In der Richtung der ursprünglichen Axen sind dieselben daher $\partial^2\tilde{\omega}_1$, $\partial^2\tilde{\omega}_2$, $\partial^2\tilde{\omega}_3$, wo:

$$\partial^2 = a_2\frac{d^2}{dx^2} + b_2\frac{d^2}{dy^2} + \ldots + 2f_2\frac{d^2}{dx\,dy}. \qquad \text{(M)}$$

Sonach würden die Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d^2u}{dt^2} = 2b_1^{\,2}\frac{d\tilde{\omega}_2}{dz} - 2c_1^{\,2}\frac{d\tilde{\omega}_3}{dy} + \partial^2\tilde{\omega}_1,\quad \frac{d^2\tilde{\omega}_2}{dt^2} = \ldots \text{ etc.} \qquad \text{(N)}$$

Diese Gleichungen sind gebildet aus den gewöhnlichen für doppelt brechende Körper durch Hinzufügen der Glieder $\partial^2\tilde{\omega}_1$ etc. (vgl. Lamé, Leçons sur l'élast., p. 234).

Die Ausdrücke der Classe (I, IV), (I, V) liefern keinen Beitrag. Den Beweis, welcher in ganz ähnlicher Weise verläuft, übergehen wir hier.

Berücksichtigt man zunächst nicht die dritten Glieder rechter Hand in den Gleichungen (N), so lassen sie sich durch Differentiation umschreiben in:

$$\frac{d^2 \tilde{\omega}_1}{d t^2} = a_1{}^2 \Delta^2 \tilde{\omega}_1 - \frac{d\vartheta}{dx}, \quad \frac{d^2 \tilde{\omega}_2}{d t^2} = \ldots . \text{ etc.,} \quad (N')$$

wo:

$$\Delta^2 = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$$

$$\vartheta = a_1{}^2 \frac{d\tilde{\omega}_1}{dx} + b_1{}^2 \frac{d\tilde{\omega}_2}{dy} + c_1{}^2 \frac{d\tilde{\omega}_3}{dz}.$$

Man genügt den Gleichungen durch:

$$u, v, w = u_o, v_o, w_o \sin\zeta; \quad \zeta = \frac{2\pi}{\lambda}(lx + my + nz - Vt).$$

Drückt man in $\tilde{\omega}_1$, $\tilde{\omega}_2$, $\tilde{\omega}_3$ gleich U_o, V_o, $W_o . \cos\zeta$ die Werthe U_o, V_o, W_o durch u_o, v_o, w_o aus, so findet man:

$$(N'')\begin{cases} lU_o + mV_o + nW_o = 0 \\ (V^2 - a_1{}^2)\, U_o = -l\vartheta_o \\ (V^2 - b_1{}^2)\, V_o = -m\vartheta_o \\ (V^2 - c_1{}^2)\, W_o = -n\vartheta_o \end{cases} \quad \text{wo} \quad \vartheta_o = a_1{}^2 l U_o + b_1{}^2 m V_o + c_1{}^2 n W_o.$$

Die drei letzten Gleichungen ergeben sich durch Einsetzen der Werthe von $\tilde{\omega}$ in die Gleichungen (N').

Die vervollständigten Differentialgleichungen werden nun:

$$\frac{d^2\tilde{\omega}_1}{dt^2} = a_1{}^2 \Delta^2 \tilde{\omega}_1 - \frac{d\vartheta}{dx} + \tfrac{1}{2}\partial^2\left(\frac{d\tilde{\omega}_3}{dy} - \frac{d\tilde{\omega}_2}{dz}\right)$$

$$\frac{d^2\tilde{\omega}_2}{dt^2} = b_1{}^2 \Delta^2 \tilde{\omega}_2 - \frac{d\vartheta}{dy} + \tfrac{1}{2}\partial^2\left(\frac{d\tilde{\omega}_1}{dz} - \frac{d\tilde{\omega}_3}{dx}\right)$$

$$\frac{d^2\tilde{\omega}_3}{dt^2} = c_1{}^2 \Delta^2 \tilde{\omega}_3 - \frac{d\vartheta}{dz} + \tfrac{1}{2}\partial^2\left(\frac{d\tilde{\omega}_2}{dx} - \frac{d\tilde{\omega}_1}{dy}\right).$$

Man genügt den Gleichungen durch:

$$\tilde{\omega}_1, \tilde{\omega}_2, \tilde{\omega}_3 = f, g, h . e^{\zeta\sqrt{-1}}, \quad \zeta = \frac{2\pi}{\lambda}(lx + my + nz - Vt).$$

Man leitet aus ihnen, ebenso wie vorher, ab:

$$lf + mg + nh = 0.$$

$$V^2 f = a_1{}^2 f - l\Theta + \mu\sqrt{-1}\,(mh - ng); \quad \text{etc.}$$

wo: $\Theta = a_1^2 lf + b_1^2 mg + c_1^2 nh$;

$\mu = \frac{2\pi}{\lambda}(a_2 l^2 + b_2 m^2 + \ldots + 2f_2 lm)$. (vgl. Gl. (M))

Die zwei Werthe von V sind die reciproken Halbaxen der Schnittellipse eines Ellipsoides mit der Ebene $lx + my + nz = 0$. Legt man ein Coordinatensystem mit folgenden Axen zu Grunde: 1) die Axe der reciproken Geschwindigkeit V_1; 2) die entsprechende Axe für V_2; 3) die Wellennormale, so sind die neuen Rotationscomponenten, resp. f_1, g_1, 0 (letzteres wegen der ersten Gleichung N″) und die Richtungscosinusse der Normale 0, 0, 1. Daher bekommt man aus den obigen Gleichungen (wegen $0 = l = m$; $1 = n$; $f_1 = f$; $g_1 = g$; $0 = h$; $a_1^2 = V_1^2$; $b_1^2 = V_2^2$; $c_1^2 = 0$):

$$\left.\begin{array}{c} V^2 f_1 = V_1^2 f_1 - \mu g_1 \sqrt{-1}; \quad V^2 g_1 = V_2^2 g_1 + \mu f_1 \sqrt{-1}; \\ \zeta = \frac{2\pi}{\lambda}(z_1 - Vt). \end{array}\right\} \text{(R)}$$

Man genügt den Gleichungen, wenn man setzt $f_1 = P$, $g_1 = -\varepsilon P \sqrt{-1}$.

Die entsprechenden Rotationen werden:

$$\mathfrak{F} = P e^{\zeta\sqrt{-1}} = P(\cos\zeta + i\sin\zeta); \qquad \mathfrak{G} = -\varepsilon P \sqrt{-1}\, e^{\zeta\sqrt{-1}} = \varepsilon P(\sin\zeta - i\cos\zeta)$$

oder nach Weglassung der imaginären Theile:

$$\mathfrak{F} = P.\cos\zeta, \qquad \mathfrak{G} = \varepsilon P \sin\zeta,$$

sie entsprechen also einer elliptischen Welle.

Diese elliptische Welle lässt sich ersetzen durch zwei fingirte; unter der Annahme gleicher Dispersion für diese beiden, finden sich für ihre Geschwindigkeiten W_1 und W_2 die Relationen:

$$-\mu\varepsilon_1 = W_1^2 - V_1^2; \quad -\mu\varepsilon_2 = W_2^2 - V_1^2; \quad \varepsilon_1\varepsilon_2 = -1$$
$$\text{und } (V^2 - V_1^2)(V^2 - V_2^2) = \mu^2.$$

Für einen einzigen Krystall, welcher parallel der Axe durchlaufen wird, ist $V_1 = V_2 = c_1$ und $\mu = \frac{\pi}{\lambda} c_2$ (Gl. (M)).

Daher wird $(V^2 - c_1^2)^2 = \mu^2$ und angenähert:

$$V = c_1\left(1 \pm \frac{\mu}{2c_1^2}\right).$$

Die Drehung der Polarisationsebene für eine Platte von der Dicke z und Licht von der Schwingungsdauer T ist:

$$\varrho = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{z}{2}\left(\frac{1}{W_1} - \frac{1}{W_2}\right) = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\mu z}{2 c_1^3}.$$

Führt man die Wellenlänge λ_o des Lichtes in Luft ein, den Brechungsexponenten i und die Dicke L, welche die Polarisationsebene um 2π dreht, so ist:

$$2\pi = \frac{\pi i \mu L}{\lambda_o c_1^2}, \qquad \mu = \frac{\pi}{\lambda} c_2.$$

Die Grösse c_2 lässt sich ihrer Grössenordnung nach setzen gleich $m\mathfrak{A}$, wo m von der Dimension der Wirkungssphäre, $\mathfrak{A}$ von der Dimension c_1^2 ist. Daher lässt sich die letzte Gleichung schreiben:

$$\frac{m}{\lambda} = \left(\frac{c_1^2}{\pi \mathfrak{A}}\right) \cdot \frac{2\lambda_o}{L} \cdot \frac{1}{i}.$$

Für Licht von mittlerer Brechbarkeit und Quarz ist $\lambda_o = 0.0005$ Mm., $L = 15$ Mm., $i = \frac{3}{2}$, daher:

$$\frac{m}{\lambda} = \left(\frac{c_1^2}{\pi \mathfrak{A}}\right) \cdot \frac{1}{22500}.$$

Der erste Factor dieses Ausdruckes ist eine endliche Grösse, so dass der gegebene Werth ein Maass für das Verhältniss der Wirkungssphäre der Aethertheilchen zur Wellenlänge abgibt.

Br.

IV. ***G. J. Stoney und R. J. Moss. Ueber die Crookes'sche Kraft*** (Proc. Roy. Soc. XXV. p. 553—559).

Die obige Experimental-Untersuchung wurde bald nach Erscheinen der ersten, auf die Theorie des Radiometers bezüglichen Mittheilung Stoney's (Phil. Mag. März 1876) begonnen und ist zur Zeit noch nicht beendigt. Der vorliegende Aufsatz enthält daher nur die Beschreibung des benutzten Apparates und der Beobachtungsmethoden und die Discussion einiger der erlangten Resultate.

Stoney schlägt zur Bezeichnung der Reaction zwischen den geschwärzten Scheiben und den Wänden des evacuirten Raumes im Falle einer Temperaturdifferenz beider den Ausdruck „Crookes'sche Kraft“ vor.

Wirkt der auf die geschwärzten Markflächen ausgeübte Druck auf die Glashülle zurück, so muss eine neben einer feststehenden geschwärzten Markscheibe aufgehängte durchsichtige Scheibe vom Mark abgestossen werden, wenn dasselbe beleuchtet wird. Um dies nachzuweisen [1]), wurde ein einseitig geschwärztes Stück Hollundermark (2.5 Ctm. lang, 1.2 Ctm. breit) an die innere Fläche des weiteren Theiles einer ca. 200 Cc. enthaltenden Kochflasche so befestigt, dass das freie Ende bis zur Mitte des Gefässes reichte; es wurde ferner eine leichte Glasstange, welche am einen Ende einen kleinen Magnet, am anderen eine Scheibe von dünnem Glas (wie es zu den Deckgläschen benutzt wird) trug, an einem Seidenfaden in dem Gefässe so aufgehängt, dass die Glasscheibe der geschwärzten Markfläche in einer Entfernung von einigen Millimetern parallel gegenüber gestellt werden konnte. Der Seidenfaden hing vom oberen Ende einer Röhre herab, deren unteres Ende luftdicht in dem Flaschenhals befestigt war. Durch einen Ansatz war sie mit einer Sprengel'schen Pumpe verbunden. Nach Evacuirung bis auf 7 Mm. wurde die Glasscheibe durch einen ca. 10 Mm. vor dem geschwärzten Mark aufgestellten gewöhnlichen Gasbrenner deutlich von dem Mark abgestossen und nach der Lichtquelle hin bewegt. Bei weiterer Evacuirung nahm die Abstossung zu, so dass die Glasscheibe schliesslich bei schwacher Beleuchtung von dem Mark kräftig weggetrieben wurde.

Zur quantitativen Bestimmung des Einflusses von Aenderungen des Druckes des Gasresiduums und solcher der Entfernung der reagirenden Flächen diente folgender Apparat:

Auf einem horizontalen Brett ruht eine Glasröhre *A* (20 Ctm. lang, 3.8 Ctm. Durchmesser) mit einer tubusartigen Oeffnung an der Seite, in welche eine engere Röhre *B* (1.5 Ctm. Durchmesser) horizontal und senkrecht zu *A* eingekittet ist. In *A* befindet sich eine einseitig geschwärzte kreisförmige Hollundermarkscheibe *C* (2.3 Ctm.

---

[1]) Vergl. übrigens Beibl. I. p. 167. Nr. 25.

Durchm.), die durch ein (mittelst eines äusseren Magnetes) verschiebbares Gestell aus Eisendraht vertical gehalten wird, so dass sie beliebig (bis zu 12 Ctm.) einer fein aufgehängten dünnen Glasscheibe *D* (3 Ctm. Durchm., 0.3 Mm. Dicke) genähert werden kann. *D* ist an das Ende eines in *B* an einem Coconfaden aufgehängten und durch den Tubus bis in die Röhre *A* ragenden Glasarmes *E* befestigt. Der Coconfaden ist in einer an *B* angebrachten verticalen Röhre *F* (38 Ctm. lang, 9 Mm. Durchm.) enthalten und trägt einige Centimeter unter seinem Aufhängepunkte ein ⌒förmiges Stück Eisendraht *G*, das sich zwischen den Polen eines ausserhalb und oberhalb *F* aufgehängten Hufeisenmagnetes befindet. Durch Drehen desselben kann man den Seidenfaden tordiren. Der Glasarm *E* trägt nach dem Tubus hin einen kleinen Eisenring *H*, der sich durch einen äusseren Magnet so verschieben lässt, dass *E* horizontal steht. An *E* befindet sich weiter im Aufhängepunkte ein kleiner versilberter Spiegel, der das Bild eines beleuchteten engen Spaltes auf eine in 2.5 Mm. lange Grade getheilte Scale reflectirt. Eine Verschiebung des Index von 0.5 Mm. entspricht einer Lagenänderung des äusseren Randes der Glasscheibe *D* von 0.033 Mm. An das eine, vollkommen eben geschliffene Ende der Röhre *A* ist eine 4 Mm. dicke Glasplatte angekittet, durch welche man Licht auf die Markscheibe *C* fallen lassen kann, während das andere Ende in eine enge, aufwärts gebogene Röhre ausgezogen ist, welche zum Theil mit Goldblatt gefüllt ist (um den Quecksilberdampf aufzufangen) und mit einer Sprengel'schen Pumpe in Verbindung steht. Röhre *B* endigt in eine enge Röhre mit einem Hahn, durch welchen die Gase eingeführt werden können, mit welchen experimentirt werden soll.

Um das Licht möglichst gleichmässig auf die Markscheibe *C* wirken zu lassen, projicirt man auf sie das Bild einer gleichmässig erleuchteten, kreisförmigen Oeffnung (in einem vor einer Argand'schen Lampe aufgestellten Schirme aus Kupferfolie) durch eine mit der Lampe fest verbundene Linse. Der Brenner wird per Stunde mit 3.2 Cubik-

fuss Kohlengas (automatisch) versorgt, um eine Flamme von passender Grösse zu haben. Die veränderliche Torsionskraft des Coconfadens wird dadurch eliminirt, dass man den einen Pol eines kleinen, in einer Rinne verschiebbaren Stabmagnetes auf das Gewicht des kleinen Eisenringes *H* wirken lässt. Man kann so den Index leicht auf Null bringen und den Apparat äusserst empfindlich machen.

Bei diesem Apparat besteht der „Kühler" der Wärme-Maschine (the cooler of the heat-engine, s. Stoney's frühere Mittheilungen) aus der schwingenden Scheibe *D* und dem Theile der Röhre *A*, welcher zwischen *D* und *C* liegt. Ein Theil des „Kühlers" ist also frei beweglich. Dadurch wird es möglich, die Dicke der Gasschicht zu bestimmen, innerhalb welcher Crookes' Kraft existirt. Würde der „Heizer" (the heater) frei beweglich gemacht, wie das in den bisher construirten Apparaten der Fall ist, so würden die Seiten der mässig weiten einschliessenden Röhre bei grösserem Abstande der Glasscheibe den Haupttheil des „Kühlers" [1]) bilden.

Bei 1 Mm. Abstand der Scheiben *C* und *D* in Wasserstoff schien für alle Spannungen Abstossung vorhanden zu

---

[1]) Besitzen die Molecüle, welche innerhalb eines Gases, in dem ein stationärer Zustand eingetreten, nach einer bestimmten Richtung fortschreiten, eine andere Temperatur als die übrigen Gasmolecüle und die mit ihnen in Berührung kommende Oberfläche eines festen Körpers, so kann die entstehende Crookes'sche Kraft in Bezug auf diese Oberfläche entweder normal (wie der Druck eines Gases), oder tangential (wie die Reibung), oder theils normal, theils tangential sein. Dasselbe gilt demnach auch von den Kräften, welche auf das einschliessende Gefäss und auf die Flügel der Radiometer wirken, so dass bei Berechnung der Intensität dieser Kräfte ausser den Richtungen der Bewegungen in dem vermittelnden Gase die Nähe und die Ausdehnung der entgegen stehenden Flächen in Betracht kommen, und nicht der Grad ihres Parallelismus (the degree of their parallelism). Wahrscheinlich lassen sich alle die neuerdings an Radiometern mit runzligen oder geneigten Flügeln beobachteten Erscheinungen auf diese Weise erklären. — In dem oben beschriebenen Apparat besteht der Haupttheil der Reaction auf das einschliessende Gefäss im Falle beträchtlicheren Abstandes der Scheiben offenbar aus tangentialen Kräften, welche an der Innenseite der Röhre wirken.

sein. Bei Verringerung des Druckes nahm die Abstossung bis zu 200 Mm. unmerklich, von da an aber merklich zu. Abstossung (Anziehung) in Bezug auf das Mark fand bei gewöhnlichen Spannungen statt, sobald die Glasscheibe den oberen (unteren) Theil der einschliessenden Röhre einnahm. Diese Resultate rühren offenbar von Strömungen her. Bringt man die Glasscheibe möglichst in die Mitte der Röhre, so werden die Effecte in hohem Grade reducirt. Es dürfte aber sehr schwierig, wenn nicht unmöglich sein, die Scheibe in einer vollkommen neutralen Lage zu halten.

In einer Atmosphäre von Wasserstoff zeigt sich bei 100 Mm. Entfernung zwischen Mark- und Glasscheibe und bei 15 Secunden Beleuchtungszeit bei gewöhnlichem Atmosphärendruck weder Anziehung noch Abstossung, bei ca. 50 Mm. Druck sehr schwache Abstossung, bei noch geringerem Druck stärkere Abstossung. In der folgenden, aus einer längeren Reihe von Versuchen abgeleiteten Tabelle ist *T* die Spannung des Gasresiduums bei dem obigen Abstand der Scheiben, *P* der Druck auf die schwingende Scheibe (gemessen durch die Zahl der Scalengrade, um welche sich der Index in 15 Secunden bewegt):

T	50	20	10	5	4	3	2	1
P	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$1\frac{1}{8}$	$2\frac{1}{2}$	3	4	5	$8\frac{1}{2}$

Aus Versuchen, bei welchen nicht blos die Spannungen, sondern auch die Abstände der Scheiben geändert wurden, ging hervor, dass die die Bewegung des Index hervorrufende Kraft für die verschiedenen Spannungen fast unabhängig von der Entfernung der beiden Scheiben ist, sobald dieselbe grösser als 20 Mm. wird. Diese schwache Kraft scheint zum Theil von einer plötzlichen Gasexpansion innerhalb der Crookes'schen Schicht und zum Theil von einer zwischen der oberen Röhrenseite und der schwingenden Scheibe wirkenden Crookes'schen Kraft herzurühren; die erstere wirkt beim Auffallen des Lichtes auf die schwingende Scheibe wie eine vor derselben stattfindende schwache Explosion und die letztere tritt auf, sobald das

Innere der Röhre durch die nach der Bildung der Crookes'schen Schicht beginnende Strömung merklich erwärmt wird. Von der directen Wirkung der Strömung hängt aber ein angebbarer Theil der Kraft nicht ab.

Waren die Scheiben 10 Mm. und 5 Mm. auseinander, so zeigten sich Kräfte, (charakterisirt durch die Indexbewegung), welche in der Hauptsache einer wirklichen Crookes'schen Reaction zwischen den Scheiben zuzuschreiben sind. Sie scheinen den Schluss zu rechtfertigen, dass sich die Crookes'sche Reaction in einem Wasserstoff-Vacuum von 5 Mm. Quecksilber auf eine Entfernung von wenigstens 10 Mm. manifestirt.

Bei Entfernungen von 20 bis 80 Mm. schien die auf die Glasscheibe wirkende sehr schwache Kraft dem Druck ungefähr umgekehrt proportional zu sein. Bei solchen von 5, 10 und 20 Mm. war dies nur angenähert der Fall. Im Grossen und Ganzen scheint sich das Wirkungsgesetz mit der Dichtigkeit zu ändern, was mit der dynamischen Theorie in Uebereinstimmung ist. Gt.

V. *W. Crookes. Ueber die aus der Strahlung hervorgehende Abstossung* (Philos. Trans. CLXV. Part. II (1875). p. 519—547).

Nachdem Crookes auf einige Verbesserungen an der Sprengel'schen Pumpe, die durch seinen Schüler Gimingham dann weiter geführt worden sind, vgl. Beibl. I. p. 175—180, hingewiesen, bespricht er einen einfachen Torsionsapparat (den sogen. bulb-apparatus) mit horizontalem Balken, den er zu den qualitativen Bestimmungen anwandte.

Weiterhin wird die von einem kalten Körper hervorgebrachte Anziehung des Balkens als Abstossung durch Strahlung von der entgegengesetzten Seite des Raumes dargestellt. Die von den Körpern ausgestrahlte Wärme kann nur dann ihre Bewegung beeinflussen, wenn bei dem

Ausstrahlen selbst eine Art Rückstoss stattfindet. Ein solcher muss auch bei einem ringsum gleichmässig bestrahlten Körper vorhanden sein, er wird aber hier, weil überall gleichförmig, nicht zur Erscheinung kommen. Daher nimmt ein in einem gleichmässig temperirten Raum frei beweglicher Körper die Temperatur desselben an, ohne sich nach irgend welcher Richtung zu bewegen. Anders ist dies bei zwei in einem Raume nahe beieinander befindlichen, frei beweglichen Körpern, welche untereinander und in Bezug auf den umgebenden Raum Temperaturverschiedenheit zeigen. Befinden sich zwei warme (kalte) Körper *A* und *B* in einem Raume von niedrigerer (resp. höherer) Temperatur, so stossen sie sich ab (resp. ziehen sie sich an). Ist aber *A* warm, *B* kalt, und befinden sie sich in einem kalten (warmen) Raume, so bleibt *A* still stehen, *B* wird zurückgestossen (resp. *A* wird nach *B* hingezogen', *B* bleibt stehen). Von diesen Sätzen, dem Resultat einer einfachen Ueberlegung, hat sich blos der erste experimentell bestätigen lassen.

Um die vom Baron v. Reichenbach („Untersuchungen über Magnetismus u. s. w.“) gemachte Annahme einer besonderen Emanation der menschlichen Hand zu prüfen, wurden die auf den Index ausgeübten Wirkungen der Finger (verschiedener Personen) und einer Röhre mit Wasser von gleicher Temperatur untersucht. Es zeigte sich kein Unterschied zwischen beiden.

Die obige „Abstossung durch Wärme“ wird aber nicht etwa blos von den Wärmestrahlen des Spectrums, sondern von jedem Strahl des Spectrums im Vacuum hervorgerufen.

Da die beim „neutralen Punkte“ (d. i. dem Druck, bei dem die Abstossung in Anziehung übergeht) anfangende Anziehung durch Wärme mit der Dichte der eingeschlossenen Luft zunimmt, so ist es wahrscheinlich, dass diese Zunahme sich auch zeigt, wenn man den Apparat mit Luft über dem Atmosphärendruck anfüllt. Die Versuche bestätigten dies bis zu den grössten Drucken von $1^1/_2$ Atmosphären, die man in dem Apparate hervorbringen konnte.

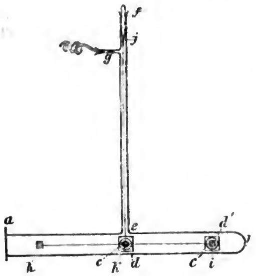
Absorbirt man durch passende Flüssigkeiten die Wärmestrahlen aus dem Sonnenlicht, so rufen doch noch die übrig bleibenden leuchtenden Strahlen eine kräftige Abstossung hervor. Der Wärmeeffect derselben lässt sich ja auch mittelst der Thermosäule nachweisen.

In einem „Pendel-Apparat" (ein Raum, der beliebig evacuirt werden kann, und in dem eine Platinspirale, durch welche sich ein Strom leiten lässt, einer Masse von 42 Gran Magnesium gegenübersteht, die an einem sehr feinen Platindraht von der Länge des Secundenpendels aufgehängt ist) war die Anziehung der Magnesiummasse seitens der (durch 2 Grove'sche Zellen in Luft mit glänzender Rothglut und im Vacuum mit Weissglut) glühenden Spirale in Luft nur mässig; beim Evacuiren nahm sie zwischen 150 Mm. und 50 Mm. Spannung zu einem Minimum ab, um dann bis zu 1.15 Mm. Spannung zuzunehmen, wo sie fast 4 mal so gross war als in dichter Luft. Jenseit dieser Verdünnung verringerte sich die Anziehung plötzlich und ging in Abstossung über, welche in dem besten Vacuum ca. 13 mal so stark war als die Anziehung in Luft. Dasselbe Pendel konnte durch eine wenige Zoll vom Magnesiumgewicht aufgestellte Kerzenflamme (resp. durch deren mittelst Linse auf das Magnesium geworfenes Bild) bald, und durch Sonnenlicht sofort in Schwingungen versetzt werden.

Die mancherlei bei den vorigen Versuchen vorhandenen Fehlerquellen suchte Crookes durch den folgenden Apparat zu beseitigen, welcher die grösste Genauigkeit und Leichtigkeit des Beobachtens verbindet und sich daher zu quantitativen wie zu qualitativen Versuchen eignet: Es ist ein Torsions-Apparat, dessen Balken sich in einer horizontalen Ebene bewegt (Crookes nennt ihn deshalb „horizontale Torsionswage").

Eine dünne Glasröhre *ab* ist an einem Ende *b* zugeschmolzen, am anderen *a* vollkommen eben geschliffen; auch die angeblasenen kreisförmigen Oeffnungen *c*, *c'* sind eben geschliffen, so dass *a*, *c*, *c'* durch angekittete ebene Stücke von Spiegelglas, Quarz oder Steinsalz (*a*, *d*, *d'*) geschlossen

werden können. In der Mitte von *ab* ist eine verticale Röhre *ef* angeschmolzen, welche durch den angeblasenen Arm *g* mit der Pumpe verbunden werden kann. *hi* ist ein überall gleich dicker, möglichst leichter und dabei hinreichend fester Glasbalken. *jk* ist ein sehr feiner[1]), bei *j* an einen Glasstab gekitteter Glasfaden, welcher bei *k* mit einem aus Aluminiumfolie geschnittenen Bügel endigt, der den Glasindex *hi* trägt. Vorn am Bügel, bei *k*, befindet sich ein versilberter dünner Glasspiegel. An die Enden von *hi* wird die zu untersuchende Substanz gekittet. Für die gewöhnlichen Beobachtungen wählte Crookes möglichst dünnes Mark von 10 ⊟Mm. Fläche, theils von natürlicher Oberfläche, theils mit Lampenruss oder Silber bedeckt.



Dieser Apparat wurde fest aufgestellt, sorgfältig nivellirt und an die Pumpe geschmolzen. Um die Drehungen zu messen, wurde unter einer 4 Fuss von dem kleinen Spiegel entfernten Scala ein enger durch eine Lampe erleuchteter Spalt aufgestellt. Sein Bild wurde durch eine Linse auf den Spiegel geworfen. Um den Spiegel in der Nulllage zu halten, musste alle fremde Strahlung vom Apparat abgehalten werden. Deshalb waren ungefähr 6 Zoll lange, schwach conische enge Papierröhren an die Fenster vor dem Spiegel und vor der zu bestrahlenden Markfläche angekittet. Die letztere Röhre konnte an jedem Ende durch leicht verschiebbare Kartenblätter verschlossen werden. Der ganze Apparat war rings-

[1]) Die Auswahl eines solchen geschieht in folgender Weise: Es werden mehrere Glasfäden ausgezogen, an einem horizontalen Glasstabe neben einander aufgehängt und gleich lang gemacht. Dann wird ein ca. 2 Zoll langer Glasstab mittelst Schellack an das Ende eines (oder mehrerer) derselben gekittet und unter Abhalten von Luftströmen (mittelst eines Glasschirms) die Zeit einer Oscillation beobachtet. Der Faden, welcher in 11 Secunden eine halbe Oscillation ausführt, besitzt eine zweckmässige Torsion.

um (mit Ausnahme der Räume vor den Papierröhren) von einer ca. 6 Zoll dicken Lage Baumwolle umgeben, die wieder von einer doppelten Reihe von mit Wasser gefüllten und mit braunem Papier bedeckten Flaschen eingeschlossen war.

Dieser Apparat ist empfindlicher gegen Wärmestrahlen als eine Thermosäule, da die dunkeln Strahlen von auf 100° C. erwärmtem Kupfer nach dem Durchgange durch Glas wohl auf jenen, nicht aber auf diese eine Wirkung ausüben.

Mit der „horizontalen Torsionswage“ wurden die Effecte verschiedener Wärmequellen (glühender Magnesiumdraht, Normalkerze, Kupferkugel von 100° C. und 400° C.) in verschiedenen Entfernungen und bei Benutzung von Schirmen aus verschiedenen Substanzen (Steinsalz, Glas, Alaun, Kalkspath u. s. f.) untersucht und dabei auch die einzelnen Theile des Spectrums geprüft. Es ergab sich, dass jeder Strahl, vom unsichtbaren Ultraroth bis zum unsichtbaren Ultraviolett im Vacuum Abstossung hervorbringt. Von besonderem Interesse sind die Angaben über den „neutralen Punkt“. Der ihm entsprechende Druck variirt mit der Dichte der bestrahlten Substanz, mit dem Verhältniss ihrer Masse zur Oberfläche, ihrem Strahlungs- und Leitungsvermögen für Wärme, der physischen Beschaffenheit der Oberfläche, der Natur des den Apparat füllenden Gases, der Intensität der Strahlung und der Temperatur der umgebenden Atmosphäre.

Fallen Strahlen auf eine dünne Markfläche (resp. ein mässig dickes Platinstück), so liegt der neutrale Punkt im allgemeinen tief (resp. hoch). Um diese Verhältnisse zu untersuchen, construirte Crookes einen „doppelten Torsionsapparat“.

Die Construction desselben ergibt sich, wenn man die Röhre ab des oben beschriebenen Apparates bei b abgeschnitten und noch gerade einen ebensolchen Apparat mit seinem Ende a an die abgeschnittene Stelle des ersten Apparates angeschmolzen denkt. Das Fenster c' wird dann so erweitert, dass es der Grösse der an den Enden i und h' der Balken hi und $h'i'$ der beiden Torsionsapparate

angebrachten Scheiben entspricht. Statt des einen Spaltes in der Mitte werden dann ferner zwei Spalte seitlich so aufgestellt, dass ihre von den Spiegeln der beiden Torsionsapparate reflectirten Strahlen auf den Nullpunkt der Scala fallen. Die Enden von *hi* tragen sehr dünne und 1 □Ctm. grosse Stücke von geschwärztem Mark, die von *h'i'* eben solche von Platinfolie. — Lässt man einen so breiten Strahl auf das Fenster *c'* fallen, dass die Platten *i* und *h'* beide getroffen werden, so werden dieselben sogleich vom Licht angezogen, wenn der Apparat mit Luft von normaler Dichte gefüllt ist. Evacuirt man dann und lässt von Zeit zu Zeit einen heissen Körper auf das centrale Fenster wirken, so nimmt die Bewegung der Markfläche *i* allmählich ab, bis bei ca. 50 Mm. Spannung der neutrale Punkt für sie erreicht wird. Bei weiterem Evacuiren wird das Mark abgestossen, während das Platin nach wie vor angezogen wird. Der neutrale Punkt für Platinfolie entspricht einer Spannung von ca. 28 Mm. Bei ca. 40 Mm. sind die Abstossung des Marks und die Anziehung des Platins gleich stark.

Schliesslich discutirt Crookes[1]): 1) die Erklärung der Bewegungen durch Strömungen im Gasresiduum, 2) die Erklärung mittelst der an dem sich bewegenden Körper oder an der Glashülle durch die Strahlung entwickelten Electricität, 3) die von Osborne Reynolds gegebene Verdampfungs- und Condensations-Theorie. Bei dem „Pendel-Apparat" zeigte sich, dass die glühende Spirale in der Luft Anziehung und in einem Vacuum starke Abstossung hervorbringt. Da die Luft durch die Erhitzung der Platinspirale rings um dieselbe verdünnt und zufolge der Plötzlichkeit des Glühens weggetrieben wird, so wäre zu erwarten, dass das Pendel dadurch (wie durch eine Gasexplosion im Kleinen) fortgestossen werde. Es erfolgt aber immer Anziehung, während gerade dann, wenn nicht überall Luft zum Expandiren und Wegtreiben vorhanden ist, heftige Abstossung eintritt. Die Anziehung in Luft liesse sich durch die Annahme erklären, das Pen-

1) Vgl. auch Phil. Mag., August 1874.

del werde durch die kalte Luft, welche zum Ersatz der von der heissen Spirale aufsteigenden Luft heftig herbeiströmt, einwärts getrieben; es ist aber nicht wahrscheinlich, dass diese Wirkung die expansive Kraft überwiege, und überdies erklärt diese Annahme nur die Hälfte der Erscheinung (die in Luft), nicht aber die stärkere Wirkung im Vacuum. Zur Prüfung der Luftstrom-Theorie wurden dünne Flächen von Metall, Elfenbein, Glas, Glimmer oder Mark unter einem Winkel gegen die durch Index und Aufhängefaden gehende Ebene an den Enden des Torsionsbalkens so angebracht, dass etwaige durch die Wärme verursachte Luftströmungen sie wie Windmühlenflügel herumdrehen mussten. Die Wärmewirkung blieb aber im Vacuum Abstossung und in Luft Anziehung, und die letztere überwog sogar die Wirkungen von jedenfalls vorhandenen Luftströmen.

Mittelst des „Pendel-Apparates" wurde auch nachgewiesen, dass die Electricität nicht die Ursache der Anziehung und Abstossung sein könne. Der Platindraht, welcher das Magnesiumgewicht trug, war in die Glasröhre eingeschmolzen und endigte an der Aussenseite derselben. Dieses Ende wurde entweder mit der Erde verbunden, oder mit dem einen Pole einer Inductionsspirale (während der andere Pol mehr oder weniger isolirt war); es wurde mit einem Electrophor geladen und den verschiedensten electrischen Bedingungen unterworfen: immer ergab sich Anziehung in Luft und Abstossung im Vacuum. Die Wärme wurde von aussen zugeführt, so dass sie durch das Glas gehen musste, und ebenso inwendig mittelst der glühenden Spirale; aber die Resultate waren bei electrischer Erregung nur quantitativ, nicht qualitativ verschieden. Dieselbe störte oft die gewöhnlichen Erscheinungen, aber niemals so, dass man die normalen Resultate der Electricität hätte zuschreiben müssen.

Gegen die Erklärung mittelst Electricität spricht auch das folgende von Herrn Cromwell F. Varley angegebene Experiment: Das Innere der Röhre *ab* eines Torsionsapparates ist mit einem Cylinder von Kupfer-Gaze be-

legt, in welche bei *c* (für den Aufhängefaden und für den Indexstrahl) und vor den Platten *i* und *h* Oeffnungen geschnitten sind. Von der Gaze geht ein Draht durch die Platte *a* nach aussen, durch welchen jener Electricität zugeführt werden kann. Wird dieser Apparat erwärmt, so zeigt er, isolirt oder mit der Erde verbunden, unter den verschiedensten electrischen Verhältnissen normales Verhalten. Es lässt sich auch bei Bestrahlung der Platten *h* oder *i* keine Electricität entdecken, wenn man den Draht *g* mit einem empfindlichen Electroskop verbindet. Taucht man den Apparat vollständig in Flüssigkeiten (Wasser, Lösungen von Metallsalzen, Aether u. s. w.) ein und nimmt die Erwärmung mittelst eines Glasgefässes, welches Wasser von verschiedenen Temperaturen enthält, vor, so finden die Bewegungen in regelmässiger Weise statt, ohne dass irgend welche electrische Wirkung aufgefunden werden kann.

Gegen die von O. Reynolds aufgestellte Theorie führt Crookes folgende Versuche an: An das Ende eines Stückes sehr schwer schmelzbaren grünen Glasrohres wurde ein dickes und starkes Gefäss geblasen. In demselben wurde eine dünne Aluminiumstange von einem langen Platindraht gehalten, dessen oberes Ende in die Röhre gut eingeschmolzen war. Dieser Apparat wurde mit der Sprengel'schen Pumpe verbunden und 2 Tage lang ausgepumpt, so dass kein Inductionsfunke mehr hindurchging. Während dieser Zeit wurde das Gefäss mehrmals auf dunkle Rothgluth gebracht. Es zeigte sich dann Abstossung durch Licht und durch Wärme von geringerer Intensität und Anziehung durch Kälte, nur in stärkerem Grade als in einem weniger vollkommen entleerten Apparate. — Bei einem ähnlichen Versuche wurde vor der Evacuirung Wasser in das Gefäss gebracht, dasselbe dann im Vacuum verdampft und die Verdünnung, unter häufigem Erhitzen des Apparates bis zur Rothgluth, ungefähr 48 Stunden lang fortgesetzt. Es verhielt sich dann der Aluminiumbalken genau ebenso wie bei dem früheren Versuche. Aehnliche Versuche mit Platin- und Glas-Balken und mit Jodlösung statt Wasser ergaben ähnliche Resultate.

Man kann unmöglich annehmen, dass bei diesen Experimenten eine hinreichende Menge von condensirbarem Gas oder Dampf vorhanden ist, um die von Reynolds angenommenen Effecte hervorzubringen, oder dass nach wiederholtem Erhitzen bis zur Rothgluth bei der höchsten erreichbaren Verdünnung sich Dampf oder Gas in solcher Menge an dem beweglichen Index condensiren sollte, dass sie von einem Lichtstrahl oder von der Wärme des Fingers momentan losgelöst und dadurch in den Stand gesetzt werden könnte, ein schweres Stück Metall zurückzustossen. Gegen alle drei Theorien spricht auch die Thatsache, dass die Abstossung im Vacuum nicht auf die rothen und ultrarothen Strahlen des Spectrums beschränkt ist, welche hauptsächlich die Ausdehnung des Quecksilbers im Thermometer hervorbringen, den electrischen Strom zwischen Antimon und Wismuth erregen und die Wärmeempfindung auf der Haut verursachen, sondern, dass jeder Strahl vom Ultraroth bis zum Ultraviolett einen ähnlichen Effect hervorruft.

Gt.

VI. ***J. Trowbridge.*** *Ueber flüssige Wirbelringe* (Phil. Mag. (5) III. p. 290—295).

Ein Tropfen einer gefärbten Flüssigkeit, der aus geringer Höhe auf die Oberfläche einer anderen leichteren, in die er nicht zu schnell diffundirt, fällt, bildet einen langsam zu Boden sinkenden Wirbelring. Die Bedingung für das Auftreten von Bewegungen in dem Augenblick nach dem Aufschlagen auf die Oberfläche sind durch die allgemeinen Gleichungen für die Deformation (Thomson und Tait. Handbuch der theoretischen Physik, deutsch von H. Helmholtz und G. Wertheim. I. p. 136) gegeben. Es seien u, v, w die Geschwindigkeiten parallel den festen x-, y-, z-Axen; α, β, γ seien Functionen der unabhängigen Variablen t, x, y, z; dann ist:

$$u = \frac{d\alpha}{dt}, \quad v = \frac{d\beta}{dt}, \quad w = \frac{d\gamma}{dt}.$$

Steht der infolge der Bewegungen eintretende neue Zustand mit dem anfänglichen in einer solchen Beziehung, dass jeder Theil des Körpers aus seiner anfänglichen Lage und Gestalt in die neue durch eine Translation und eine rotationslose Deformation übergehen kann, d. h., sind in jedem Punkte die drei Hauptaxen der Deformation Linien der Substanz, die ihren Parallelismus beibehalten, so muss:

$$\frac{d\beta}{dz} = \frac{d\gamma}{dy}, \qquad \frac{d\gamma}{dx} = \frac{d\alpha}{dz}, \qquad \frac{d\alpha}{dy} = \frac{d\beta}{dx}$$

sein, und zu gleicher Zeit tritt ein Deformationspotential auf. Wenn daher ein solches existirt, können keine Rotationen eintreten. Befindet sich der Tropfen auf der Oberfläche einer Flüssigkeit, in die er nicht diffundirt, so wirken auf seine Theilchen deren gegenseitige Anziehung, die Oberflächenspannung der Flüssigkeit, auf der er ruht, und die Schwerkraft. Aus der Betrachtung dieser Kräfte folgt, dass, wenn der Tropfen einmal eine Deformation erfahren, nicht jedes seiner Theilchen durch eine einfache Translation und rotationslose Deformation aus einem Zustand in den nächstfolgenden übergehen kann, denn er sucht ja die Gestalt eines abgeplatteten Sphäroides mit der einer Kugel zu vertauschen. Dann gelten aber nicht die obigen Gleichungen, und der Tropfen muss rotiren. Doch findet die Rotation nicht allgemein in der Ringgestalt statt. Kann andererseits der Tropfen in die Flüssigkeit diffundiren, so wirken auf jedes Theilchen beim Aufstossen ein: die Oberflächenspannung, die Schwerkraft und infolge des Strebens zu diffundiren sind die Anziehungskräfte, die den Tropfen wieder in die Kugelgestalt zurückzuführen streben, relativ sehr schwach. Anzunehmen, dass jedes Theilchen in den Zustand, den es im Augenblick nach dem Auftreffen annimmt, ohne Rotation aus dem beim Auftreffen selbst übergeführt werden kann, ist nicht statthaft.

Es seien ϱ der Druck, h die Dichte im Punkte x, y, z, die äusseren Kräfte haben ein Potential, ferner bezeichnen wir mit Helmholtz die wirklich im Verlauf einer Be-

wegung im unendlich kleinen Zeitelement δt eintretende Veränderung einer Function ψ von x, y, z, t mit $\delta\psi$, so dass:

$$\frac{\delta\psi}{\delta t} = \frac{d\psi}{dt} + u\frac{d\psi}{dx} + v\frac{d\psi}{dy} + w\frac{d\psi}{dz};$$

dann lässt sich aus den Gleichungen für die Componenten der Winkelgeschwindigkeiten ξ, η, ζ:

$$2\xi = \frac{dv}{dz} - \frac{dw}{dy},\quad 2\eta = \frac{dw}{dx} - \frac{du}{dz},\quad 2\zeta = \frac{du}{dy} - \frac{dv}{dz}$$

mit Zuhülfenahme der gewöhnlichen hydrodynamischen Differentialgleichungen, aus denen vermittelst des Kräfte-Potentials die äusseren Kräfte eliminirt sind, die folgende Gleichung ableiten:

$$\frac{\delta\xi}{\delta t} = -\left(\frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz}\right) + \eta\frac{dv}{dx} + \zeta\frac{dw}{dx} + \frac{1}{2h^2}\left(\frac{dh}{dz}\frac{d\varrho}{dy} - \frac{dh}{dy}\frac{d\varrho}{dz}\right).$$

Analoge Ausdrücke ergeben sich für η und ζ. Da das letzte Glied ξ, η, ζ nicht enthält, sondern nur h und ϱ, so sehen wir, dass auch ohne dass am Beginn eines Zeitelementes Rotationen vorhanden sind, infolge der Druck- und Dichteänderungen allein solche auftreten können.

Den obigen Bedingungen entsprechende Versuche erhält man, wenn man einen Tropfen einer Anilinfarbenlösung in ein Gemisch von Wasser und Glycerin bringt. Der ursprünglich sich bildende Ring theilt sich, nachdem er zu sinken aufgehört in eine Reihe von Segmenten, die ihrerseits langsam Ringgestalt annehmen. Eigenthümliche kelchartige Gestalten, die das erste Stadium der Wirbelbewegung andeuten, zeigen sich stets, wenn eine dünne Schicht einer Flüssigkeit langsam in eine andere diffundirt.

Aus der Betrachtung der Gleichungen:

$$\varepsilon\xi + (u_1 - u)\,dt = \varepsilon\left(\xi + \frac{\delta\xi}{\delta t}dt\right) \quad \text{etc.},$$

wo ε eine Constante ist, aus denen Helmholtz den Schluss zieht, dass jede Wirbellinie stets aus denselben Flüssigkeitselementen besteht und mit ihnen in der Flüssigkeit vorwärts schwimmt, folgt bei Einführung der oben gefundenen Werthe für $\frac{\delta\xi}{\delta t}$, $\frac{\delta\eta}{\delta t}$, $\frac{\delta\zeta}{\delta t}$, dass das Helmholtz'sche Ge-

setz um so vollkommener erfüllt ist, je kleiner die Aenderungen von *h*. Wir würden also die vollkommensten Wirbelringe erhalten, wenn der Tropfen und die Flüssigkeit, auf die er fällt, identisch sind. Lässt man Wassertropfen auf eine mit einem feinen Pulver bedeckte Wasserfläche fallen, so kann man die entstehenden Ringe verfolgen. Zur Erzeugung der Tropfen bedient sich der Verfasser einer Pipette, man kann so auch leicht Ringe unter der Wasseroberfläche erzeugen.

Lässt man Tropfen einer passenden Flüssigkeit durch eine Oelschicht fallen, die auf Wasser und Glycerin schwimmt, so kann man die Ringe studiren, die sich beim plötzlichen Bersten der den Tropfen einhüllenden Oelschicht bilden, wenn derselbe auf die Wasserschicht trifft.

Eine einfache Methode zum Studium des gegenseitigen Verhaltens von halben Wirbelringen besteht darin, mittelst einer Gaslampe den flachen Boden eines weissen mit Wasser gefüllten Porcellantroges zu beleuchten, und dann die Schatten der halben Wirbelringe zu betrachten, die sich bilden, wenn man zwei Spatel längs der Oberfläche bewegt; es lässt sich so auf einfache Weise zeigen, dass, wenn ein halber Wirbelring sich parallel einem anderen, aber mit geringerer Geschwindigkeit bewegt, er der Bahn des ersten zu folgen strebt und dass zwei gleiche halbe Wirbelringe, die in entgegengesetzter Richtung, aber auf derselben Bahn fortschreiten, sich in zwei Wirbel theilen, die sich in einer zur Richtung der ursprünglichen Wirbel senkrechten fortbewegen.

Aus dem Obigen ist auch klar, dass, wenn eine Schicht dichten Dampfes sich in höheren Regionen der Atmosphäre bildet, sie in Form eines Wirbelringes niedersteigen wird, wenn keine störenden Ursachen auftreten. E. W.

VII. *A. S. Kimball. Eine neue Untersuchung über eines der Reibungsgesetze* (Sill. J. (3) XIII. p. 353—359).

Die Angaben über die Abhängigkeit des Reibungscoefficienten von der Geschwindigkeit sind äusserst ver-

schieden; so soll mit zunehmender Geschwindigkeit nach Morin und Coulomb der Reibungscoefficient sich nicht ändern, nach Bochet abnehmen, nach Hirn zunehmen. Aus den Versuchen des Verfassers ergab sich, dass der Reibungscoefficient bei sehr kleiner Geschwindigkeit klein ist, dann aber mit zunehmender Geschwindigkeit erst schnell, dann langsam wächst, um endlich, nachdem er ein Maximum erreicht, wieder abzunehmen. Nimmt der Druck auf die sich reibenden Flächen zu, so entspricht das Reibungsmaximum bereits kleineren Geschwindigkeiten. Je nachgiebiger die betreffenden Flächen sind, bei um so grösseren Geschwindigkeiten zeigt sich das Maximum; einen analogen Einfluss hat das Erwärmen, das ein Weichwerden der Körper und ein leichteres Nachgeben derselben gegen einen äusseren Druck bedingt. Innerhalb beträchtlicher Geschwindigkeitsänderungen in der Nähe des Maximums ist der Reibungscoefficient nahezu constant.

Die Versuche erstreckten sich auf gleitende Reibung längs einer geneigten Fläche, auf gleitende Reibung bei constanter Geschwindigkeit auf einer ebenen tannenholzenen Fläche (der Schlitten war unten entweder mit Leder oder mit Tannenholz bekleidet und mit 100 Pfd. belastet), auf die Reibung von Lederseilen an gusseisernen Rollen. Endlich wurde auch noch die von schmiedeeisernen in Lagern von verschiedenem Material bestimmt.

Die Geschwindigkeiten wurden bis zu 2969′ in der Minute gesteigert. Das Gesetz wurde geprüft bei der Reibung von Holz an Holz, Holz an Eisen, Leder an Eisen, Zink an Eisen, Kupfer an Eisen.

Die abweichenden Resultate der früheren Beobachter erklären sich daraus, dass Morin unter Verhältnissen experimentirte, die nahezu dem Maximalwerth für den Reibungscoefficienten entsprachen. Bochet benutzte zu seinen Versuchen Eisenbahnzüge, er hatte es daher mit grossen Geschwindigkeiten, harten sich reibenden Oberflächen und grossem Druck zu thun, Bedingungen, die der Abnahme der Reibung mit der Geschwindigkeit günstig sind. Hirn wandte dagegen geringe Drucke an, ölte die Flächen gut und

benutzte kleine Geschwindigkeiten, daher musste der Reibungscoefficient mit der Geschwindigkeit zunehmen.

Um das obige Gesetz zu erklären, macht Kimball einmal darauf aufmerksam, dass, wenn eine bestimmte Biegung einer Platte durch ein Gewicht in einer bestimmten Zeit bewirkt wird, sie durch ein kleineres Gewicht in einer längeren Zeit gleichfalls erzeugt wird. Da die Kraft, die zur Ueberwindung der Reibung dient, zum Theil dazu benutzt wird, um die kleinen Hervorragungen an der Oberfläche der sich reibenden Körper umzubiegen, so ist es klar, dass unter sonst gleichen Bedingungen bei einer schnellen Bewegung dazu eine grössere Kraft verbraucht wird, als bei einer langsamen. Andererseits greifen die Unregelmässigkeiten an den beiden Oberflächen um so tiefer in einander ein, je länger die Berührung dauert, daher würde caeteris paribus eine um so grössere Kraft zur Ueberwindung der Reibung nöthig sein, je kleiner die Geschwindigkeit. Wir haben also zwei die Reibung bedingende Momente, die in entgegengesetztem Sinne von der Geschwindigkeit abhängen. Da es nun aber höchst unwahrscheinlich ist, dass die beiden Kräfte einander gleich oder auch nur proportional sind, so ist das Auftreten eines Maximum zum wenigsten sehr wahrscheinlich. E. W.

VIII. *A. v. Obermayer. Ein Beitrag zur Kenntniss der zähflüssigen Körper* (Wien. Anz. 1877. p. 90—91).

Der Verf. weist experimentell nach, dass die innere Reibung in dem spröden Schwarzpech denselben Gesetzen wie die Flüssigkeitsreibung folgt. Der Coefficient der inneren Reibung μ wurde nach drei Methoden bestimmt, 1) Durch Pressen cylindrischer Platten, 2) durch Deformation parallelepipedischer Platten, 3) durch Verdrehen cylindrischer Platten. Ein Gleiten des Schwarzpechs an den Metallplatten, zwischen denen die Pechplatten gegossen worden, findet nicht statt. Es war μ:

zwischen 6 und 7° C. mit 2 : 2204.10^6 mit 3 : 2040.10^6
„ 10 u. 10.2°C. mit 1 : 513.10^6 mit 2 : 582.10^6 mit 3 : 505.10^6
„ 12.4—12.0°C. mit 1 : 253.10^6 mit 2 : 246.10^6 mit 3 : 283.10^6.

Für Storax ergab sich zwischen 15 u. 16° $\mu = 134.10^9$ Gr^1. Ctm.$^{-1}$ Sec.$^{-1}$.

Bei weichen Körpern scheint die innere Reibung nicht genau den Gesetzen der Flüssigkeitsreibung zu folgen.

E. W.

IX. ***M. Lévy.*** *Ueber die Theorie der elastischen Platten* (C. R. LXXXIV. p. 596—599).

X. ***G. Kirchhoff.*** *Bemerkung dazu* (l. c. p. 740).

XI. ***M. Lévy.*** *Erwiderung* (l. c. p. 942—944).

Lévy gibt die Resultate einer mathematischen Untersuchung an, welche zum Ausgangspunkte eine Vergleichung der von Poisson und von Kirchhoff entwickelten Theorie der elastischen Scheiben hat. Er schliesst, die von Kirchhoff gemachte Annahme, dass eine ursprünglich zur Mittelebene senkrechte gerade Linie auch nach der Deformation gerade und senkrecht auf derselben bleibe, sei unstatthaft. Sobald dieser Bedingung genügt werde, gehe die Poisson'sche in die Kirchhoff'sche Theorie über. — Kirchhoff bemerkt, dass er diese in seiner ersten Abhandlung (Crelle J. XL) gemachte Annahme als eines vorhergehenden Beweises bedürftig anerkenne, wie er dies schon bei Gelegenheit seiner Untersuchung über Stäbe (Crelle J. LVI) ausgesprochen habe. Eine andere Methode, welche er in seinen „Vorlesungen über mathematische Physik" durchgeführt habe, stütze sich nicht auf diese Hypothese und werde daher nicht vom Einwande Lévy's berührt. — In seiner Erwiderung sagt Lévy, es handele sich nicht um den Beweis der von Kirchhoff gemachten Hypothese, sondern um den Nachweis, dass dieselbe nur sehr beschränkt gültig sei. In der neuen Kirchhoff'schen Entwickelung kämen Vernachlässigungen vor, so dass der Grad der gewonnenen Annäherung schwer zu beurtheilen sei. Als Beispiel führt Lévy eine rechteckige Platte an, über deren Rand Zug- und Verbiegungskräfte nach einem sehr complicirten Gesetz vertheilt sind; dem System dieser Kräfte werde genügt durch Verschiebungen, welche alle für die Mittelebene verschwinden; wenn

also diese keine Deformation erleide, so müssten auch bei der in Rede stehenden Hypothese alle Punkte der Platte, d. h. die ganze Platte keine Deformation erleiden, im Widerspruch zu den Formeln. (Abgesehen davon, dass die von Kirchhoff behandelten Fälle ganz unabhängig sind von der obigen Annahme, würden die Formeln von Lévy beweisen, dass es möglich ist, durch ein complicirtes System von Kräften, welche auf den Rand einer Platte wirken, dieselbe so zu deformiren, dass ursprünglich zur Mittelebene senkrechte gerade Linien diese Eigenschaft nicht mehr beihalten; dass dies möglich ist bei ungleich über eine Fläche vertheilten Zugkräften, lässt sich auch leicht für die Anschauung zeigen. Und wenn die von Lévy mit u, v, w bezeichneten Verschiebungen, wie es scheint, identisch sind mit den von Kirchhoff ebenso bezeichneten Grössen, so würde man aus den Formeln Lévy's nur schliessen können, dass die Mittelebene durch die Deformation eine abwickelbare Fläche wird, nicht aber, dass sie eine Ebene bleibt d. Ref.)

Br.

XII. ***Laborde.*** *Ueberführung der Wärme* (Mondes (2) XLIII. p. 53—57).

Der Verfasser erklärt die in den Beibl. I. p. 236 referirten Versuche von Olivier daraus, dass die Schwingungen, die an der Berührungsstelle zwischen Schleifstein und Stahlstange auftreten, sich auch an deren anderem Ende zeigen und dass die dasselbe festhaltende Hand, indem sie die Schwingungen vernichtet, die dabei in Wärme umgesetzte Arbeit empfindet.

E. W.

XIII. ***O. Jacobsen.*** ***Mittheilungen. III. Ueber abnorme Löslichkeitsverhältnisse des xylidinsauren Zinks*** (Ber. d. chem. Ges. X. p. 859—861).

Die Löslichkeit des xylidinsauren Zinks nimmt mit steigender Temperatur auffallender ab, als bei jedem anderen bekannten Salze. Verf. hat die Löslichkeitscurve dieser Verbindung genau festgestellt, und zwar für die

über 30° liegenden Temperaturen durch Erhitzen einer mehr und mehr verdünnten Lösung von bestimmtem Gehalt im Wasserbad, für die über 100° liegenden durch Erhitzen im Luftbad in zugeschmolzenen Glasröhren bis zur beginnenden Trübung. Bei Temperaturen unter 20° wurde die Bestimmung durch Eintrocknen der Lösungen ausgeführt, weil hierbei die Ausscheidung des Salzes keine allgemeine Trübung veranlasst, sondern nur sehr zarte Blättchen des Salzes auftreten. 100 Thl. Wasser lösen bei 0° 36 Theile, bei 100° nur 0.735, bei 130° etwa 0.5 Thl. des Salzes. Stellt man die Löslichkeit graphisch dar, indem man die Temperaturen als Abscissen, die entsprechenden Theile in 100 Thln. Wasser gelösten Salzes als Ordinaten aufträgt, so findet man kein Löslichkeitsmaximum; unter —5° gefriert die ganze Lösung; von —5° an fällt die Curve rasch zur Abscissenaxe, der sie sich von 100° an asymptotisch nähert. Will man diese abnormen Löslichkeitsverhältnisse aus dem Uebergang eines wasserhaltigen Salzes in ein wasserfreies erklären, so wäre dies der erste Fall, wo ein wasserhaltiges Salz sich in einer Lösung befände, welches nicht in festem Zustande gewonnen werden kann, da es sich schon unter dem Gefrierpunkte seiner gesättigten Lösung dissociirt. C.

XIV. ***G. Goldschmiedt und G. Ciamician.*** *Ueber eine Modification der Dampfdichtebestimmung* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 641—646).

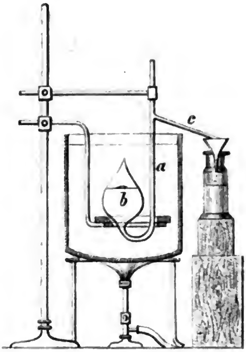
XV. ***P. Perrenoud.*** *Modification der V. Meyer'schen Methode zur Dampfdichtebestimmung bei niedrigeren Temperaturen* (Lieb. Ann. CLXXXVII. p. 77—79).

XVI. ***A. W. Hofmann.*** *Zur Geschichte der Dampfdichtebestimmung* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 962).

XVII. ***M. P. Muir und S. Suguira.*** *Eine kleine Abänderung des Hofmann'schen Dampfdichtebestimmungsapparates* (Ch. News. XXXV. p. 215).

V. Meyer hat eine Methode angegeben, um die Dampfdichte hochsiedender Körper im Schwefeldampf zu be-

stimmen, wobei er eine leichtflüssige Legirung als Sperrflüssigkeit nahm und aus dem Gewicht des verdrängten Metalls die Dichten fand, ohne den von der dampfförmigen Substanz eingenommenen Raum zu messen. Goldschmidt und Ciamician wenden dasselbe Princip auf Körper an, die unter 300° sieden, bei denen also Quecksilber die Sperrflüssigkeit bilden kann. Dazu wurden Ballons von beistehender Form und etwa 150 Cc. Inhalt angefertigt.



Bei Ausführung der Operation bringt man eine gewogene Menge Substanz in ein Glasröhrchen; in ein offenes, wenn sie fest, in ein mit eingeschliffenem Stöpsel versehenes, wenn sie flüssig ist. In letzterem Falle kann man auch dünne Glasröhrchen anwenden, die zugeschmolzen werden; dann wird die Spitze des Ballons nicht in eine Capillare ausgezogen, sondern ein weiteres Glasrohr oben an denselben angeschmolzen, das erst nach dem Einbringen des Röhrchens ausgezogen wird. Durch das Rohr *a* giesst man aus einem gewogenen Gefässe Quecksilber in den Ballon; ist die Capillare gefüllt, so schmilzt man sie zu. Man giesst dann Quecksilber nach, bis es bei verticaler Stellung des Rohres *a* aus dem Seitenrohr *c* ausfliesst. Damit dies nicht schon während des Einfüllens geschehe, schliesst man diese Röhre mit dem Finger und lässt nach der Füllung das sich ansammelnde Quecksilber in das Gefäss zurückfliessen, das dann zur Ermittelung des angewendeten Quecksilbers wieder gewogen wird. Die Erhitzung geschieht je nach der angewandten Substanz im Wasser- oder im Paraffinbade. Auf einem eisernen Ringe in demselben ruht ein Kork, der so ausgefeilt ist, dass der Ballon fest auf ihn gesetzt werden kann. Der Ring lässt sich mittelst eines gebogenen, an einem Stativ befestigten Stabes auf und ab bewegen, ausserdem wird der Ballon durch eine

lose über den oberen Theil von *a* gesetzte Hülse festgehalten. Ist der Ballon in das Bad gebracht, so stellt man unter die Mündung des Rohres *c* ein gewogenes Gefäss, in welches das bei der Dampfbildung austretende Quecksilber fliesst. Nachdem die Temperatur des Bades und der Barometerstand abgelesen worden sind, hebt man den Ballon mit der einen Hand aus dem Bade und bezeichnet das Niveau des Quecksilbers in der Kugel mit einem Papierstreifen, wägt das ausgeflossene Quecksilber, misst genau den Abstand der Marke von dem Niveau des Rohres *c* und kann die Dichte berechnen. Es sei G das Gewicht der angewandten Substanz, A das des angewandten, B das des ausgeflossenen Quecksilbers, t die Anfangstemperatur des Quecksilbers, T die Temperatur des Bades, h_0 die auf 0^0 reducirte Höhe der wirksamen Quecksilbersäule, P der Barometerstand, α der Ausdehnungscoefficient des Quecksilbers, σ die Tension des Quecksilberdampfes, d_T das spec. Gewicht des Quecksilbers bei T^0, ${}_0V_{760}$ das Volumen des Dampfes bei 0^0 C. und 760 Mm., V das beobachtete Volumen des Dampfes, D die Dichte des Dampfes, bezogen auf Luft.

d_0, das spec. Gew. des Quecksilbers bei 0^0 ist $=13.596$, der mittlere cubische Ausdehnungscoefficient des Glases $=0.0000275$, der der Gase $=0.00366$; das Gewicht eines Cc. Luft bei 0^0 und 760 Mm. $= 0.0012936$ Gr. Es ist demnach:

$$V = \frac{B}{d_T} - \frac{A}{d_0}(\alpha_T - 0.0000275)(T - t),$$

$${}_0V_{760} = V\frac{P + h_0 - \sigma_T}{760\,(1 + 0.00366\,T)}, \qquad \text{also:}$$

$$D = \frac{G}{{}_0V_{760} \,.\, 0.0012936}.$$

Als Belege führen die Verf. Dampfdichtebestimmungen von Aether, Wasser, Phenol, Naphtalin und Resorcin an; die angegebenen Resultate sind sehr befriedigend.

Wie Victor Meyer verwendet Perrenoud zum Füllen des Ballons leichtflüssiges Metall und ersetzt für die niedriger siedenden Flüssigkeiten das Bad von geschmolzenem Schwefel durch ein Oelbad.

A. W. Hofmann erwähnt, dass er schon vor 16 Jahren eine Methode angewendet und veröffentlicht habe, bei welcher er den von dem Dampf einer gewogenen Menge Substanz eingenommenen Raum durch Wägen des verdrängten Quecksilbers bestimmte. Da später Watts die betreffende Methode in etwas modificirter Form (Z. anal. Ch. VII. p. 82) veröffentlichte, hat er die Einzelheiten nicht weiter angegeben.

Muir und Suguira schlagen vor, den Anfangs von Hofmann angegebenen (Ber. Ch. Ges. IX. p. 1304) Verschluss mit einer Kautschukplatte wegzulassen, die Höhe des Quecksilbers mit dem Kathetometer abzulesen und mit dessen Hilfe nach genügender Abkühlung einen Papierstreif genau in der Höhe anzukleben, welche der Meniskus hatte. Der Versuch gibt nicht ganz genaue Resultate, ist aber rasch und leicht auszuführen. C.

XVIII. ***M. Lévy.*** *Ueber ein Theorem, welches die beiden Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie in sich fasst* (C. R. LXXXIV. p. 442—443. 491—494).

Herr Lévy versucht, beide Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie durch folgendes eine Theorem auszudrücken: Für alle Körper theilen die adiabatischen und die isothermischen Linien die Ebene in unendlich kleine Parallelogramme von gleicher Grösse (folglich auch in endliche krummlinige Vierecke von gleicher Grösse).

Versetzt man die Gewichtseinheit eines Körpers aus einem Zustand (v, p, t) in einen unendlich wenig verschiedenen, so hat die dazu nothwendige Wärmemenge dQ die Form:

$$(1) \qquad dQ = T . d\mu,$$

wo T und μ je eine Function von zwei Variabeln bezeichnen. Ist T nicht eine blosse Function von μ, was indessen, wie Verf. selbst bemerkt, erst durch den ersten Hauptsatz bewiesen wird, so kann man die Ebene mit zwei Schaaren von unendlich vielen Curven $T =$ const. und $\mu =$ const. überziehen, und bei Beschreibung eines von zwei unendlich

nahen Curvenpaaren T, $T+dT$, μ, $\mu+d\mu$ gebildeten Parallelogrammes $ABCD$ ist nach Gleichung (1) die vom Körper verbrauchte Wärmemenge: $(T+dT)d\mu - Td\mu = dTd\mu$. Die dabei erzeugte Arbeit dS ist gleich dem Inhalt von $ABCD$ (v und p als rechtwinklige Coordinaten vorausgesetzt), hat also die Form:

(2) $$dS = EdTd\mu,$$

worin E im allgemeinen eine Function von T und μ bezeichnet. Macht man die Annahme, dass alle von je zwei unendlich nahen Curvenpaaren T und μ gebildeten Vierecke gleichen Flächeninhalt besitzen, so wird E eine Constante, und man erhält den Satz: dass bei Beschreibung eines beliebigen solchen Parallelogrammes, also auch bei der einer beliebigen endlichen Figur das Verhältniss der verbrauchten Wärme zu der erzeugten Arbeit constant (und für alle Körper das gleiche d. Ref.) ist, d. h. den ersten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie.

Die Curven $\mu =$ const. ergeben sich aus Gleichung (1) als die adiabatischen Linien. Wählt man ferner, dem Lévy'schen Theorem entsprechend, zur zweiten Schaar, $T=$ const., der Curven, welche die Parallelogramme von gleicher Grösse bilden, die Isothermen, so gibt die Gl. (1) die absolute Temperatur als integrirenden Divisor von dQ, d. h. den zweiten Hauptsatz an. Dass jedoch nach dieser Festsetzung der Function T die zur Zustandsänderung nöthige Wärme dQ noch der Gleichung (1) Genüge leistet, dürfte wohl eine weitere (übrigens nur für umkehrbare Processe richtige) Voraussetzung sein, welche sich in dem Theorem von Lévy nicht ausgedrückt findet und welche der des zweiten Hauptsatzes sehr nahe kommt.

Der Verfasser leitet, von seinem Theorem ausgehend, die Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie ab, indem er den Inhalt des Parallelogrammes $ABCD$ für dS in Gleichung (2) einsetzt und den so in den unabhängigen Variabeln T und μ erhaltenen Ausdruck für E durch einfache Sätze über Functionaldeterminanten umbildet. Ferner führt er in die Gleichungen die von Massieu sogenannte

characteristische Function ein. Endlich zeigt er, dass, wie schon bekannt, sich alle thermodynamischen Constanten eines Körpers bestimmen lassen, wenn für ihn nur eine Relation zwischen Druck, specifischem Volumen und Temperatur und seine specifische Wärme bei constantem Druck oder die bei constantem Volumen gegeben ist. E. L.

XIX. **J. Moutier.** ***Ueber einen Beweis des Dulong-Petit'schen Gesetzes*** (Bull. d. l. Soc. Philomat. (7) I. p. 3—6).

XX. — ***Ueber den Wasserdampf*** (l. c. p. 7—9).

XXI. — ***Ueber das Ozon*** (l. c. p. 9—12).

XXII. — ***Ueber die Verdampfungswärme*** (l. c. p. 17—19).

XXIII. — ***Ueber das Wasserstoffhyperoxyd*** (l. c. p. 19—21).

XXIV. — ***Ueber die nicht umkehrbaren Transformationen*** (l. c. p. 39—41).

Hr. Moutier veröffentlicht eine Reihe von Aufsätzen, welche verschiedene Anwendungen der Hauptsätze der mechanischen Wärmetheorie enthalten. In der ersten leitet er für Körper in allen Aggregatzuständen das Dulong-Petit'sche Gesetz ab. Bezeichnet k die wahre Wärmecapacität, i die Periode bei der Wärmebewegung, T hier, wie im Folgenden, die absolute Temperatur, so wird die zu einer unendlich kleinen Zustandsänderung der Gewichtseinheit eines Körpers nothwendige Wärmemenge dq nach Clausius durch die Gleichung ausgedrückt:

$$dq = 2k\,dT + 2k\,T\frac{di}{i}.$$

Bei der Ausdehnung eines vollkommenen Gases unter dem constanten Druck p geht diese Relation über in:

$$(C-k)\frac{dT}{T} = k\frac{dT}{T} + 2k\frac{di}{i},$$

wo C seine specifische Wärme bei constantem Druck ist. Für das gleiche Volumen eines zweiten bei gleichen Temperatur- und Druckverhältnissen ist analog:

$$(C-k)\frac{dT}{T} = k'\frac{dT}{T} + 2k'\frac{di'}{i'},$$

da $(C-k)$ für alle vollkommenen Gase, auf gleiche Volumina bezogen, gleich ist. Aus den beiden letzten Formeln ergibt sich nach der Integration:

$$\log\left(\frac{T^k}{T^{k'}}\times\frac{i^{2k}}{i'^{2k'}}\right)=\varphi(p),$$

wo $\varphi(p)$ eine Function des Druckes bezeichnet. — Dehnen sich die Gase bei constanter Temperatur aus, so ist für alle dazu eine gleiche Wärmemenge erforderlich. Durch Differentiation der letzten Gleichung ergibt sich daher bei Berücksichtigung der allgemeinen Beziehung für dq:

$$2k\frac{di}{i}-2k'\frac{di''}{i''}=\varphi'(p)\,dp=0,\quad \text{woraus:}\ \frac{T^k}{T^{k'}}\times\frac{i^{2k}}{i'^{2k'}}=\text{const.}$$

Da der Zustand des Gases durch die beiden unabhängigen Variabeln T und k vollständig bestimmt ist, zerfällt diese Gleichung in die beiden folgenden:

$$k=k',\qquad \frac{i}{i''}=\text{const.}$$

Die erste derselben drückt die Gültigkeit des Dulong-Petit'schen Gesetzes für vollkommene Gase in Bezug auf ihre wahre Wärmecapacität, und, da die letztere vom Aggregatzustande unabhängig ist, die Gültigkeit des so modificirten Gesetzes für jede Art von Körpern aus. Die zweite Gleichung bedeutet, dass für alle vollkommenen Gase das Verhältniss der specifischen Wärme bei constantem Druck und der bei constantem Volumen (oder ihrer wahren Wärmecapacität) constant, dass für sie also das Dulong-Petit'sche Gesetz auch in Bezug auf die specifische Wärme bei constantem Druck gültig ist.

Ferner weist der Verfasser den von ihm allgemein aufgestellten Satz, dass die von demselben Körper im festen und flüssigen Zustande bei gleicher Temperatur ausgegebenen Dämpfe verschiedene Spannung besitzen, an einem speciellen Beispiele nach, indem er von der entgegengesetzten Annahme ausgehend, für Eis und flüssiges Wasser zu Widersprüchen gelangt. Bezeichnet bei der Temperatur T v das specifische Volumen des gesättigten Dampfes, u und u' das specifische Volumen des flüssigen Wassers

und des Eises unter ihrem als gleich vorausgesetzten Dampfdrucke p, und A das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit, so ergibt sich aus dem Carnot'schen Princip die Verdampfungswärme L und L' des flüssigen Wassers und des Eises bei T:

$$L = A\,T(v-u)\frac{dp}{dT}, \qquad L' = A\,T(v-u')\frac{dp}{dT}.$$

Lässt man die Gewichtseinheit überschmolzenen Wassers bei constantem T und p folgenden Kreisprocess ausführen: 1) das Wasser erstarrt unter Freiwerden der Wärmemenge S, 2) das Eis verdampft unter Verbrauch von L', 3) der Wasserdampf condensirt sich zu flüssigem Wasser unter Freiwerden von L, dann ist die erzeugte Arbeit und folglich die verbrauchte Wärme gleich Null, also:

$$-S + L' - L = 0, \quad \text{woraus:} \quad S = A\,T(u-u')\frac{dp}{dT}.$$

S ist eine positive Grösse, A, T und $\frac{dp}{dT}$ sind ebenfalls positiv, hingegen $(u-u')$ negativ. Daraus folgt, dass der beschriebene Kreisprocess unmöglich, die gemachte Annahme also eine falsche ist. Der Kreisprocess bestand übrigens aus zwei umkehrbaren [2) und 3)] und einem nicht umkehrbaren Vorgange [1)], und hätte doch nach dem von Clausius erweiterten Carnot'schen Princip ein umkehrbarer sein müssen.

In dem letzten der vorliegenden Aufsätze beweist Hr. Moutier einen von ihm schon früher aufgestellten Satz über nicht umkehrbare Transformationen. Ein Körper, der sich bei dem Drucke p und der Temperatur T von einem Zustande A in einen zweiten B und umgekehrt von B in A transformiren kann, vollführe unter dem constanten Drucke p folgenden Kreisprocess: 1) Der Körper wird im Zustande A von der Temperatur T auf die unendlich wenig höhere $T + dT$ gebracht, 2) bei derselben aus A in den neuen Zustand B transformirt, 3) im Zustande B um dT abgekühlt und 4) bei der Temperatur T in den Zustand A zurückverwandelt. Da der Druck während des ganzen Kreislaufes constant bleibt, ist die vom Körper erzeugte Arbeit und folglich auch die verbrauchte

Wärmemenge gleich Null. Bezeichnet daher L resp. L' die vom Körper verbrauchte Wärme, wenn er bei der Temperatur T resp. $T + dT$ aus dem Zustand A in B übergeht, a resp. b seine specifische Wärme bei constantem Druck im Zustand A resp. B, so ist:

$$a\,dT + L' - b\,dT - L = 0.$$

Dividirt man die bei jedem der vier Vorgänge verbrauchte Wärme durch T resp. $T + dT$, so ergibt sich aus dieser Gleichung die Summe der vier Quotienten < 0, also ist der beschriebene Kreisprocess ein nicht umkehrbarer. Die Vorgänge 1), 3), 4) sind aber umkehrbar, es folgt daraus, dass der Körper bei der Temperatur $T + dT$ nicht aus dem Zustand B in den A übergehen kann. Ebenso lässt sich zeigen, dass bei einer niedrigeren Temperatur als T die Transformation des Körpers aus A in B unmöglich ist, es ist somit der allgemeine Satz bewiesen: Wenn ein Körper in zwei verschiedenen Zuständen vorkommt und aus dem einen in den anderen unter Wärmeverbrauch oder Wärmeentwickelung übergeht, so kann er unter einem bestimmten Druck nur bei einer einzigen Temperatur, sowohl aus dem ersten in den zweiten, als auch aus dem zweiten in den ersten Zustand übergeführt werden. Bei einer höheren Temperatur ist nur diejenige Transformation möglich, bei welcher Wärme verbraucht, bei einer niedrigeren nur diejenige, bei welcher Wärme entwickelt wird. Dieser Satz ist auf die Aenderungen des Aggregatzustandes, auf die allotropischen Transformationen und auf alle chemischen Reactionen, die durch den Druck begrenzt sind, anwendbar. Dass die meisten derselben unter Wärmeentwickelung vor sich gehen, erklärt sich nach ihm daraus, dass sie sich meistens bei einer tieferen Temperatur als der bestimmten Transformationstemperatur vollziehen. Wenn zwei entgegengesetzte Reactionen unter dem gleichen Druck und zwei verschiedenen Temperaturen stattfinden können, so muss bei der unter der niedrigeren Temperatur Wärme frei, bei der unter der höheren Wärme absorbirt werden.

Die übrigen Aufsätze behandeln einige speciellere physikalische und chemische Vorgänge, für welche der obige Satz und ähnliche gelten. — Die Verdampfung einer Flüssigkeit bei einer bestimmten Temperatur ist ein umkehrbarer Process, wenn sie unter dem Druck des bei dieser Temperatur gesättigten Dampfes, ein nicht umkehrbarer, wenn sie unter einem niedrigeren Drucke stattfindet. Unterwirft man die Gewichtseinheit einer Flüssigkeit bei einer constanten Temperatur folgendem Kreisprocess: 1) die Flüssigkeit verdampft, indem sich der Druck von dem des gesättigten Dampfes an erniedrigt, 2) der Dampf wird bis zur Sättigung comprimirt und 3) condensirt; bezeichnet man dann die zu den drei Vorgängen verbrauchten Wärmemengen mit resp. λ, q, L, so ergibt das Carnot-Clausius'sche Princip:

$$\lambda + q - L < 0; \qquad \lambda < L,$$

d. h. die Verdampfungswärme einer Flüssigkeit ist für jede Temperatur am grössten, wenn die Flüssigkeit bei der Maximalspannung ihrer Dämpfe verdampft. Analoge Betrachtungen ergeben für jede chemische Reaction eine Grenze der dabei auftretenden Wärmemenge, wenn die Transformation nicht umkehrbar ist.

Die Ozonbildung durch den electrischen Funken ist ein begrenzter Vorgang, besitzt daher wahrscheinlich eine nur von der Temperatur abhängige Transformationstension. Das Ozon besteht nach den Untersuchungen von Andrews und Tait und von Soret (auch von Brodie d. Ref.) aus condensirtem Sauerstoff und wird nach Beobachtungen von Berthelot unter Wärmeabsorption gebildet. Es folgt daraus, dass seine Tension mit der Temperaturerhöhung abnimmt. Den theilweise in Ozon umgewandelten Sauerstoff kann man als ein Gemenge zweier verschiedener Gase auffassen. Aendert sich daher das unter dem Druck p stehende ursprüngliche Sauerstoffvolumen v durch Ozonbildung in das Gesammtvolumen v', so ist das Gewicht des darin enthaltenen Ozons: $v'fd$, das des unverwandelten Sauerstoffs: $v'(p-f)$, wo f die

Tension des Ozons bei der betreffenden Temperatur, d das Verhältniss seiner Dichte zu der des Sauerstoffs bezeichnet. Der Bruchtheil x des von dem ursprünglichen Sauerstoffgewicht $p.v$ in Ozon umgewandelten Gewichtes ist:

$$x = \frac{fd}{p+f(d-1)}.$$

Daraus, dass bei constantem p x mit f wächst, erklärt sich der bekannte Vortheil der electrischen Entladungen bei niedriger Temperatur. Bei constantem f wächst x mit der Abnahme von p, bis zu der Grenze $p = f$, bei welcher $x = 1$ und der Vorgang ein umkehrbarer wird. Unter einem bestimmten Druck wird daher für höhere Temperaturen als diejenige, welcher derselbe Druck als Transformationstension entspricht, nur Sauerstoff in Ozon, für niedrigere nur Ozon in Sauerstoff umgewandelt, für eine bestimmte Temperatur wird unter höheren Drucken als der entsprechenden Tension ebenfalls nur Sauerstoff in Ozon, unter niedrigeren nur Ozon in Sauerstoff umgewandelt. — In Wirklichkeit besitzt das Gemenge des Ozons und Sauerstoffs nicht überall die gleiche Temperatur. Doch entspricht nach dem Watt'schen Princip die Tension des Ozons dem kleinsten Werthe derselben im ganzen Gemenge, folglich der höchsten Temperatur des Ozons, d. h. der an der Stelle, wo der Funken überspringt. — Die bei der Ozonbildung absorbirte Wärmemenge ist nach, den früheren, für die Verdampfungswärme analogen Betrachtungen, bei jeder Temperatur am kleinsten, wenn der Druck gleich der entsprechenden Transformationstension ist.

Die Zersetzung des Wasserstoffhyperoxyds findet nach Favre und Silbermann unter Wärmeentwickelung statt. Betrachtet man daher die Zersetzung in einem geschlossenen Gefäss, wo sie durch die Tension des gebildeten Gases begrenzt wird, so muss diese mit der Temperaturerhöhung abnehmen. Infolge dessen dürfte wohl die Annahme grosse Wahrscheinlichkeit haben, dass bei der Dissociation des Wasserstoffhyperoxyds zuerst Ozon gebildet wird, und dieses sich sodann in gewöhnlichen Sauerstoff umwandelt. Wird die Gewichtseinheit Wasser-

stoffhyperoxyd bei einer bestimmten Temperatur unter dem der Tension des Ozons gleichen Druck zersetzt, so ist dabei die Zunahme des Volumens, bei Vernachlässigung des Volumens der Flüssigkeit, gleich dem Volumen v des nach dieser Annahme gebildeten Ozons. Wird dieses darauf in gewöhnlichen Sauerstoff umgewandelt, so ist nach den Untersuchungen von Soret dabei die Volumenvergrösserung gleich $^1/_2\, v$. Es folgt daraus für die Wärmemengen L und L', die bei der Dissociation des Wasserstoffhyperoxyds und bei der Transformation des Ozons frei werden:

$$L = 2L'.$$

Nach Favre und Silbermann ist $L = 1.30$ Calorien, nach Berthelot $L' = 0.58 = {}^1/_2 . 1.16$. Berücksichtigt man, dass beide Grössen für verschiedene Temperaturen beobachtet sind, ferner dass die Dissociation des Wasserstoffhyperoxyds durch schnelles Hineinbringen von etwas Platinschwarz bewirkt wurde, dass also, da hierbei das Ozon unter einer geringeren Tension als der Transformationstension sich bilden konnte, L jedenfalls zu gross bestimmt ist, so muss man die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung immerhin als eine recht befriedigende betrachten. E. L.

XXV. ***W. Ackroyd. Elective Absorption*** (Proc. Phys. Soc. II. P. II. p. 110—118).

Die Thatsache, dass die Zusammensetzung eines ursprünglich weissen Lichtstrahles nach seinem Durchgange durch ein gefärbtes, durchsichtiges Medium nicht nur von der Dicke der durchstrahlten Schicht, sondern auch von der Temperatur derselben abhängt, veranlasst Herrn Ackroyd, eine Transversal-Absorption und eine Structural-Absorption zu unterscheiden. Beispiele von letzterer liefern Zinkoxyd, Chromgelb, borsaures Kupfer (kalt blau, erhitzt grün bis gelbgrün), chromsaures Baryum, Quecksilberoxyd u. a. m., nach denen als Reihenfolge der durch Erhitzung geänderten Körperfarben sich Weiss, Blau, Grün. Gelb, Orange, Roth, Braun, Schwarz, ergeben soll.

Die Ursache der Aenderung der Absorption durch Structuränderung beruht weiter nach Ackroyd, dessen Schlussfolgerungen sich genau in die Form der Induction nach Baco von Verulam kleiden, in der Aufnahme kinetischer Energie von aussen her, die einmal wieder als kinetische Energie, dann aber auch als potentielle Energie auftreten kann und als solche durch einen entweder unter Aenderung des specifischen Gewichtes der Cohäsion oder aber der chemischen Anziehung entgegenwirkenden Arbeitsprocess bedingt wird. Von diesen drei möglichen „Concomitanten“ „eliminirt“ der Autor die erste (kinet. Energie); denn gewisse Körper können nach ihm in ihrer chem. Zusammensetzung, in Temperatur und spec. Gewichte vollkommen übereinstimmen und doch verschiedene Farben zeigen (Beryll, Zirkon vor und nach Erhitzung), oder es kann die Absorption, die doch im allgemeinen mit steigender Temperatur zunimmt, auch trotz Vermehrung der kinetischen Energie abnehmen. Einen unzweideutigen Beweis für diese Behauptung soll die Verwandlung des rothen Jodquecksilbers in gelbes liefern.

Ebenso wenig ist (da z. B. bei Olivin durch Erhitzung zwar sein specifisches Gewicht, nicht aber seine Farbe sich dauernd änderte) die Aenderung der Körperdichte ein nothwendiger begleitender Umstand; als solcher bleibt vielmehr nur die mit Ueberwindung der chemischen Anziehung verbundene Steigerung der potentiellen Energie.

Weiter bespricht Ackroyd den Zusammenhang zwischen Dichtigkeit und Absorption. Er hält es für wahrscheinlich, dass Zunahme oder Abnahme der interatomistischen Abstände von einer Veränderung der molecularen Zwischenräume begleitet sein werden. Es sei daher zu erwarten, dass bei heterotropen Körpern dem Aufsteigen in der oben angeführten metachromatischen Farbenreihe von Weiss über Gelb und Roth nach Schwarz eine Abnahme der Dichtigkeit entspreche. Diese Regel bestätigt sich bei Kohle (Diamant — Graphit), gelbem und braunem Schwefel (krystallisirt und zähflüssig), Rutil und Brookit, Jodsilber (grüngelb, spec. Gewicht 5.681 — dunkelroth

5.406), sowie bei Topas (gelb, spec. Gewicht 3.539 — roth 3.533), Zirkon (weiss, spec. Gewicht 4.540 — braun 4.515), Flusspath (farblos, spec. Gewicht 3.176 — blau 3.170). Hinsichtlich des Phosphors, welcher eine Ausnahme machen würde, verweist der Verfasser auf weitere Untersuchungen.

Eine ähnliche von ihm aufgestellte Regel lautet: In einer Reihe wasserfreier binärer Verbindungen derselben zwei Elemente zeigen diejenigen, welche den grössten Betrag des basischen Elementes enthalten, den höchsten Grad von Structural-Absorption und vice versa.

In einer Schlussnotiz ersetzt Ackroyd die Lockyer'schen fünf Gattungen von Spectren: I. Linienspectrum. II. cannellirtes Spectrum, III. continuirliche Absorption am blauen Ende, IV. continuirliche Absorption am rothen Ende, V. continuirliche Absorption über das ganze Spectrum durch folgende Anordnung:

1. Classe. Radiative Spectra (I., II.);
2. Classe. Absorptive Spectra

1) continuirliche Absorption, 2) theilweise Absorption (III. IV.), 3) continuirliches Spectrum. Zn.

XXVI. ***J. A. Le Bel.*** ***Ueber die Abwesenheit des dem Triaethylmethylstibinjodid zugeschriebenen Drehungsvermögens*** (Bull. Soc. Chim. XXVII, p. 441—445).

Herr Friedländer (J. f. pract. Chem. LXX. p. 449) hat aus Kaliumantimoniat, Jodäthyl und Jodmethyl auf synthetischem Wege die obige Substanz dargestellt, die trotzdem, dass die Substanzen, aus denen sie dargestellt wurde, die Polarisationsebene nicht drehten, selbst diese Erscheinung zeigte. Le Bel weist nun nach, dass offenbar der zur Gewinnung des Jodäthyls dienende Alkohol etwas activen Amylalkohol enthielt, wenigstens ergaben Versuche, bei denen letzterer ausgeschlossen oder doch sein Drehungsvermögen zerstört war, Producte, welche diese Erscheinung nicht zeigten. E. W.

XXVII. ***Benoît.*** *Ueber das Thomson'sche Quadrantenelectrometer* (J. d. phys. VI. p. 118—123).

Während die Theorie verlangt, dass die electrisirte, unter den constant geladenen electrischen Quadranten schwingende Nadel bei mässiger Ausweichung Ausschläge gibt, deren Sinus dem Potential der Nadel proportional ist, sobald die Quadranten gleich aber abwechselnd entgegengesetzt geladen sind, haben sehr viele Beobachter schon bei geringen Ausschlägen namhafte Abweichungen von dieser Proportionalität gefunden, wodurch sie veranlasst waren, für ihre Instrumente Tafeln zur Reduction der Ausschläge auf die Potentialwerthe zu entwerfen. Dies beruht offenbar auf der verschiedenen Construction der Instrumente. Eine grosse und besonders eine sehr hohe Kapsel wird wahrscheinlich ungünstig sein, ebenso ist die Form der Nadel von grossem Einfluss. Verfasser verwendet daher ein Electrometer von kleinen Dimensionen: 40 Mm. Durchmesser und 6 Mm. Höhe der Kapsel. Die an einem Coconfaden aufgehängte, mit einem kleinen Spiegel versehene und durch einen auf ihrer Axe festgeklebten Magnet gerichtete Nadel hat statt der meist üblichen Form einer 8, eine Gestalt, wie sie von Maxwell (Treatize on elestr. and magn. I. p. 273) angegeben ist. Die mit einer Figur erläuterte Form wird man sich vorstellen können, wenn man sich ein lamellenförmiges, 4speichiges Rad mit breitem Radkranze denkt, wo aber die zwischen zwei gegenüberliegenden Speichenpaaren befindlichen Kranzstücke fortgenommen sind. Diese Gestalt bewirkt, dass, wenn bei der Nullage die Längsaxe der Nadel mit dem Intervall zwischen 2 Quadranten zusammenfällt, die Aenderung des ganzen Systems für kleine Ausweichungen gewissermaassen auf ein Minimum reducirt ist.

Mit diesem Instrument fand Verfasser die gewünschte Proportionalität bei Ausschlägen bis zu 10° hinreichend genau, was er durch eine Anzahl von Beobachtungen belegt.

W. F.

XXVIII. ***Alfred Tribe.*** *Vertheilung der Jonen auf einer Metallelectrode* (Proc. Roy. Soc. Apr. 19. 1877).

Zwischen die an den Enden eines Glastroges eingesenkten Electroden wurden in einer Kupfervitriollösung ($^1/_{20}$) in horizontaler Lage an ihren äussersten Enden lackirte, 1 Ctm. breite und etwa 1 Dcm. lange Silber- oder Kupferstreifen, auch Kupferstäbe, die aus einzelnen zusammengeschraubten Platten bestehen, mit ihrer Längsrichtung in der Verbindungslinie der Electroden befestigt, und theils der Absatz des Kupfers auf ihrer negativen, theils ihre Auflösung auf ihrer positiven Electrode bestimmt. Tribe fand dabei eine allmählich immer langsamer werdende Abnahme des electrolytischen Processes von den Enden gegen .die Mitte der Streifen; die neutrale Linie, an der keine chemische Veränderung erfolgt, liegt aber mehr nach der Seite des abgeschiedenen Kupfers.

(Erstere Erscheinung folgt unmittelbar aus den Gesetzen der Stromverzweigung, letztere aus der ungleichen Veränderung des Widerstandes an beiden Seiten durch den electrolytischen Process, indem an der Seite des gelösten Kupfers sich die Lösung concentrirt, an der andern verdünnt. G. W.)

G. W.

XXIX. ***Rolland.*** *Innerer Widerstand der Thermosäulen* (C. R. LXXXIV. p. 1026—1029).

Der Strom der Säulen, deren Widerstand R zu bestimmen ist, wird durch einen Rheostaten und ein Weber'sches Spiegelgalvanometer geleitet. Der gemeinsame Widerstand der beiden letzteren sei b. Dann werden ausserdem die Pole der Säule durch eine Brückenleitung vom Widerstand r verbunden, und der Widerstand b auf b_I abgeändert, bis der Galvanometerausschlag der frühere geworden ist. Dann ist:

$$R = r\frac{b - b_I}{b_I}.$$

(vgl. die Wheatstone'sche Methode Nr. I. Wied. Galv. (2) I. §. 180, auch Mouton J. de Phys. V. p. 144).

Auf diese Weise zeigte sich, dass beim Erhitzen einer Säule von Clamond der Widerstand zuerst sehr unregelmässig, dann schon nach 20 Minuten regelmässig steigt. Beim Abkühlen finden ähnliche Unregelmässigkeiten statt; namentlich unmittelbar nach dem Auslöschen der Flammen schien der Widerstand plötzlich zu steigen. Aehnlich verhalten sich im Anfang des Erhitzens Kupfer-Eisenelemente. Die Aenderungen der electromotorischen Kraft während jedes Versuches können indess auf diese Resultate einen Einfluss haben. G. W.

XXX. ***H. Grassmann.*** *Zur Electrodynamik* (Crelle J. LXXXIII. p. 57—64).

Bezeichnet r den Abstand, ε den Winkel zwischen zwei Stromelementen dr und ds, die von den Strömen i und i_1 durchflossen sind, so ist nach Clausius die X-Componente der Wechselwirkung beider gegeben durch die Formel:

$$X = k i i_1 \, ds \, ds_1 \left(\frac{d \frac{1}{r}}{dx} \cos \varepsilon - \frac{d \frac{1}{r}}{ds} \frac{dx_1}{ds_1} \right), \tag{1}$$

und analog die Y- und Z-Componenten. Diese Ausdrücke sind mit dem Princip der Erhaltung der Energie im Einklang und setzen nicht mehr, wie die Formeln von Weber und Riemann, voraus, dass die positive und negative Electricität in den Strömen sich mit gleichen aber entgegengesetzten Geschwindigkeiten bewegen.

Zu dem von Clausius geführten Nachweis, dass letztere Voraussetzung der Weber'schen Formel für die Wechselwirkung zweier electrischer Massen e und e_1:

$$\frac{e e_1}{r} \left(1 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{2}{c^2} r \frac{d^2 r}{dt^2} \right)$$

zu Grunde liegen muss, wenn sie nicht zu Consequenzen führen soll, die der Erfahrung widerstreiten, fügt Grassmann einen neuen einfachen Beweis hinzu. Er betrachtet die Wirkung eines Leiters, der aus 2 concentrischen

Kreisbogen und 2 geraden Strecken besteht, die sich in einem Punkt schneiden, auf einen electrischen Punkt im Centrum der Kreisbogen. Letzterer bleibt nach den obigen Formeln nur dann der Erfahrung gemäss in Ruhe, wenn beide Electricitäten gleich schnell fliessen, da sich die electrostatischen, dem ersten Gliede der Weber'schen Formel entsprechenden Wirkungen aufheben; die Anziehung und Abstossung durch die beiden bewegten Electricitäten aber den Quadraten ihrer resp. Geschwindigkeiten proportional werden. Da bei der Wanderung der Jonen bei der Electrolyse die Electricitäten sich ungleich schnell bewegen, so ist aber jene Voraussetzung nicht gestattet. Die Stromintensitäten sind stets der Summe der Geschwindigkeiten der beiden Electricitäten proportional.

Ist die Projection von $i\,ds$ auf die durch r und ds_1 gelegte Ebene $b_1 = i.ds \cos\varphi$, ist $i_1 ds_1 = a$, und der Winkel zwischen r und ds_1 gleich α, so ist nach Grassmann, auch später Hankel und Reynard (Wied. Galv. [2] II. §. 26) die Wirkung:

$$X = \frac{k \, . \, a b_1}{r^2} \sin \alpha. \tag{2}$$

Grassmann zeigt, dass letztere Formel durch eine einfache Transformation aus der Formel (1) abzuleiten ist und somit eine neue Bedeutung erhält.

Aus Gleichung (2) folgt die Gesammtwirkung einer vom Strom i_1 durchströmten Strecke BC auf ein in A liegendes Stromelement, wenn $h = AD$ die Höhe des Dreieckes ABC ist und die Winkel desselben gleich α, β und γ sind:

$$v = \frac{k i_1 b_1}{h} (\cos\beta + \cos\gamma) = \frac{2 k i_1 b_1}{m} \sin \frac{\alpha}{2},$$

wo m die den Winkel α halbirende Linie ist.

Aus dieser Formel entwickelt Grassmann folgenden Satz:

Wirkt ein geschlossener Strom im Raume auf ein im Punkt A des Raumes liegendes Element b, so kann man durch A stets eine solche Ebene E, die Wirkungsebene des Stromes, legen, dass jedes in A auf letzterer senkrechte

Element keine Wirkung durch den Strom erfährt, jedes gegen E geneigte Element dieselbe Wirkung erleidet, wie seine senkrechte Projection b_1 auf E, und die Kraft, die es sollicitirt, in E selbst fällt und auf b_1 senkrecht steht; endlich dass, wenn die Projection b_1 sich um irgend einen Winkel dreht, auch die auf b wirkende Kraft sich ohne Veränderung ihrer Grösse um denselben Winkel dreht.

G. W.

XXXI. ***J. Kerr.*** ***Ueber die Drehung der Polarisationsebene durch Reflexion von einem Magnetpol*** (Phil. Mag. (5) III. p. 321—342. 1877). [1])

Das Licht einer sehr hellen Paraffinflamme fällt durch ein Nicol'sches Prisma in einem Einfallswinkel von 60—80° (meist 75°) auf die etwa 25 Ctm. entfernte, wohl polirte Endfläche des einen Schenkels eines kräftigen Electromagnetes. Die Schenkel desselben sind 25 Ctm. lang, 5 Ctm. dick und mit etwa je 17 Kgr. Kupferdraht in 200 parallelen Doppelwindungen umwunden. Durch die Drahtwindungen fliesst der Strom von 6 kleinen Grove'schen Elementen. Der reflectirte Strahl geht in dem Abstand einiger Centimeter durch das analysirende Prisma. Das polarisirende Prisma hat meist seine Polarisationsebene der Einfallsebene parallel. An der Reflexionsstelle wird dem Magnet ein Eisenstück von 7 Ctm. Länge und 5 Ctm. im Quadrat Querschnitt mit seinem einen zu einem vorn wohl abgerundeten Keil zugeschärften Ende so gegenüber gestellt, dass seine vordere Kante horizontal steht. Holzstäbchen zwischen dem Magnet und dem Eisenkeil halten letzteren im richtigen Abstand vom Magnet fest. Das Flammenbild erscheint dann als ein horizontaler Streifen.

Wird das analysirende Nicol so gestellt, dass es das Licht möglichst auslöscht, so erscheint letzteres beim Schliessen des magnetisirenden Stromes wieder; kann aber nicht wieder durch Drehung des analysirenden Prismas ausgelöscht

[1]) Vgl. Beibl. I. p. 199.

oder wesentlich geschwächt werden, so dass dasselbe nahezu in der gleichen Lage des Nicols, wie vor der Magnetisirung, am wenigsten hell erscheint.

Wird das polarisirende Nicol sehr wenig rechts herum (von dem Magnet aus gesehen in der Richtung der Bewegung des Uhrzeigers) gedreht, und ist der reflectirende Magnetpol ein Nordpol, so erscheint das Licht viel heller, ist er ein Südpol, so erscheint es dunkler, als vor der Magnetisirung, oder verschwindet ganz. Beim Oeffnen des Stromes erscheint es sofort wieder. Wird das polarisirende Nicol nach links gedreht, so sind die Erscheinungen die umgekehrten.

Geringe Aenderungen der Neigung des Magnets können die Erscheinungen ändern, wenn dadurch die Einfallsebene gegen die Polarisationsebene verschieden geneigt ist; ist z. B. eine nach beiden Seiten abfallende schwache Erhöhung in der Mitte des Lichtstreifens vorhanden, so kann je nach der Stellung des polarisirenden Nicols beim Magnetisiren des Magnets die eine Hälfte dunkel, die andere hell erscheinen.

Die Reflexion vom Nordpol liefert demnach eine links gerichtete Drehung der Polarisationsebene, die vom Südpol eine rechts gerichtete und umgekehrt; die Drehung ist also den Molecularströmen des Magnets entgegen gerichtet.

Es ist leicht zu übersehen, dass bei einer kleinen Drehung des polarisirenden Prismas nach rechts von dem noch unmagnetischen Magnetpol ein links schwingender, elliptisch polarisirter Strahl reflectirt wird, und die aufeinander senkrechten Hauptaxen der Schwingungen ∥ und ⊥ zur Einfallsebene liegen. Aehnlich wie bei den Beibl. I. p. 47 besprochenen Versuchen (p. 48. Z. 2 v. u.) wird eine 3 Mm. dicke, 3 Ctm. breite und 18 Ctm. lange, nicht gepresste Glasplatte zwischen den (vorläufig unmagnetischen) Magnetpol und das analysirende Prisma mit ihrer Ebene senkrecht zur Richtung des Strahles so gebracht, dass die Längsrichtung derselben mit der Reflexionsebene einen Winkel von 45° macht und rechts nach unten weist. Wird dann das analysirende Prisma ein wenig

nach rechts gedreht und die Glasplatte mittelst der Finger gedehnt, so erlischt das Licht, je nach der schwächeren oder stärkeren Drehung und Dehnung mehr oder weniger, nimmt aber an Helligkeit zu bei der Compression der Platte. Wird das Nicol umgekehrt gedreht, so sind die Wirkungen entgegengesetzt.

Stehen die Nicols genau gekreuzt, und wird der Magnet erregt, so dass der reflectirende Pol ein Nordpol ist, so erlischt ebenfalls durch Dehnung der Glasplatte das durch die Wirkung der Magnetisirung hervorgerufene Licht.

Wird sodann das polarisirende Nicol nach rechts oder links gedreht, und der Magnet erregt, so können durch die Dehnung oder die Compression der Glasplatte die entsprechenden Wirkungen gleichfalls compensirt werden.

Aehnliche Resultate ergeben sich, wenn das analysirende Nicol ein wenig nach rechts gedreht wird. Die Erzeugung eines Nordpols verstärkt das Licht und die eines Südpoles vermindert es; indess sind die Wirkungen nicht so deutlich, wie die früheren.

Bei anderen Versuchen wurde das Licht nahezu senkrecht auf die reflectirende Magnetfläche geworfen. Das durch ein horizontal gestelltes Nicol gehende Licht wird an einer unbelegten, im Winkel von 45° gegen den Horizont geneigten Glasplatte vertical nach unten auf den horizontal gestellten Magnetpol geworfen, auf welchen ein unten zu einem stumpfen Kegel zugespitztes, 5 Ctm. im Quadrat haltendes, und 7.5 Ctm. langes, der Länge nach durchbohrtes Eisenstück mit seiner Durchbohrung vertical aufgesetzt ist. Durch letztere geht der Lichtstrahl hindurch, passirt nach der Reflexion die Glasplatte und wird durch ein analysirendes Nicol'sches Prisma aufgefangen.

Sind die Nicol's so gestellt, dass der reflectirte Strahl ausgelöscht erscheint, und wird das analysirende Nicol ein wenig nach rechts gedreht, so erlischt bei der Erzeugung eines magnetischen Südpols an der reflectirenden Fläche des Magnets das erschienene Licht mehr oder weniger und wird bei der Erzeugung eines Nordpols heller, und umge-

kehrt. Wird analog ohne Magnetisirung das polarisirende Nicol ein wenig rechts gedreht, so wird das Licht durch Drehung des analysirenden Nicols nach rechts geschwächt, und umgekehrt.

Bei völliger Auslöschung des Lichtes zwischen den Nicol's sind die Wirkungen der Magnetisirung nicht sehr regelmässig, wohl weil dieselbe nicht kräftig genug war.

Wird der auf den Magnet gesetzte durchbohrte Eisenblock durch einen in einem Schlitz von 0.2 Mm. Breite aufgeschlitzten ersetzt, der mit einer breiten Fläche auf dem Magnet aufliegt, so nehmen die Wirkungen mit der Entfernung desselben vom Magnet durch Zwischenlegen von Papier, Pappe, eine 0.6 Ctm. dicke Holzplatte bis zur Unmerklichkeit ab; am stärksten sind sie, wenn die Zwischenlage 0.08—0.2 Mm. dick ist; ist sie sehr dünn, so sind sie nicht wahrzunehmen, offenbar infolge der geänderten Vertheilung des Magnetismus, der bei den ersten Versuchen durch ein dem Magnet nahestehendes keilförmiges Stück Eisen an der darunter liegenden Reflexionsstelle besonders stark concentrirt wurde.

Es wird also bei senkrechter Incidenz die Polarisationsebene eines von einem Magnetpol reflectirten Strahles entgegengesetzt der Richtung der Molecularströme des Magnets gedreht.

Bei schiefer Incidenz tritt die elliptische Polarisation hinzu; indess findet die magnetische Drehung auch hier stets in demselben Sinne statt, wie bei senkrechter Incidenz.

G. W.

XXXII. ***O. Chwolson.*** *Ueber einen von M. H. von Jacobi construirten Quecksilberrheostaten* (Mél. phys. de St. Petersb. IX. p. 665. 1876).

Jacobi's neuer Rheostat besteht aus 2 mal 2 an einem Tische befestigten mit Quecksilber gefüllten Glascylindern von 0.5 M. Länge und 40 Mm. Durchmesser, in welche ∩förmige Glasröhren eingesetzt sind, deren verticale Schenkel 560 Mm. Länge und 5 Mm. äusseren Durchmesser

haben, deren horizontaler oberer Theil 100 Mm. lang und aussen 7 Mm. dick ist. Diese ∩förmigen Glasröhren sind ebenfalls mit Quecksilber gefüllt. Zwischen je zweien der Cylinder bewegt sich auf einer getheilten Messingröhre mittelst einer Zahnstange ein Schlitten, der zwei verticale, oben und unten offene Glasröhren trägt, welche sich über den verticalen Schenkeln der ∩ Röhren auf und nieder schieben lassen. Der Strom wird von oben in die Glascylinder geleitet, durchläuft das Quecksilber derselben bis auf den unteren Rand der beweglichen Röhren, dann in diesen ihre veränderliche Länge und die constante Länge der ∩förmigen Röhren. Durch Heben und Senken der beweglichen Röhren können also verschiedene Widerstände in den Schliessungskreis eingeführt werden. Der veränderliche Widerstand beträgt im Maximum nur 0.0294 Q. E., während der constante Widerstand relativ gross ist. Daher kann man mit dem Apparate namentlich sehr kleine Widerstandsänderungen messen (weniger absolute Messungen von etwas bedeutenderen Widerständen vornehmen). Durch Hinauf- und Herunterschrauben der beweglichen Röhren kann man das Quecksilber in den ∩ Röhren erneuern, so dass darin also etwaige Erwärmungen des Quecksilbers eliminirt werden, dessen Temperatur in den übrigen Theilen des Apparates genau bestimmt werden kann. — Durch besondere Quecksilber-Gyrotrope können beide Hälften des Apparates in die Zweige der Wheatstone'schen Drahtcombination eingefügt werden. G. W.

XXXIII. *Th. Weyl. Versuche über dipolar-electrische Ladung materieller in Wasser suspendirter Theilchen* (R. du Bois. Archiv 1876. p. 713).

Auf eine rechteckige Glasplatte von 145 Mm. Länge und 40 Mm. Breite wurden mit Schellacklösung an den schmalen Seiten zwei gleichschenklige Dreiecke von Stanniol geklebt und bis auf ihre, in der Mitte der Platte um 2 Mm. voneinander abstehende Spitzen mit Schellack lackirt. Zwischen die Spitzen wurden verschiedene, aus Pflanzen

extrahirte Krystalloide, z. B. das aus Paranüssen durch Aether extrahirte weisse Krystallpulver, und feine Pulver in destillirtem oder alkoholhaltigem Wasser suspendirt gebracht, und mit einem Deckglas bedeckt mit dem Mikroskop beobachtet, während zugleich die Stanniolspitzen mit der Inductionsrolle eines du Bois'schen Schlittenapparates verbunden waren. Die Krystalloide ordnen sich dabei in (zuweilen 6—8) Curven an, welche die Pole mit einander verbinden, und stellen sich selbst meist mit ihrer Längsrichtung in die Richtung der Curven ein. In ähnlicher Weise ordnen sich verschiedene, in ihren Theilen nicht immer besondere Längsrichtungen zeigende Pulver, wie: fein zerriebenes Kupferoxyd, Chromoxyd, Schwefeleisen, Zinnober, Smalte, Glas (sehr geeignet), Flusspath, schwarze Tusche, Carmin, Kohle, Bläschen von Sauerstoff, Wasserstoff, welche durch den Strom an den Stanniolspitzen entwickelt waren, Lycopodium, längere Zeit mit Wasser gekocht. Nach der Einstellung bewahren sie ihre Stelle.

Fein vertheilte Platin-, Kupfer-, Zink-, Messingpulver rotiren dabei und ändern oft ihre Stelle; ihre Spitzen lassen Gas entweichen, offenbar infolge der electrolytischen Wirkungen, die bei den schlechten Leitern nicht auftreten.

Ist der Lacküberzug der Stanniolspitzen bis in den vom Wassertropfen erfüllten Raum hergestellt, so löst er sich allmählich ab, und es entstehen unregelmässige Wirbel, ebenso, wenn die Stanniolspitzen nicht fest aufgeklebt sind.

Wird die Leitungsfähigkeit des Wassers durch Zusatz von Salz, Schwefelsäure u. s. w. vermehrt, so tritt die Anordnung der Theilchen nicht ein. Aehnlich verhalten sich die Theilchen unter dem Einfluss alternirender Ströme von constanten Ketten.

Durch constante oder unterbrochene gleichgerichtete Kettenströme erhält man nur die von Jürgensen und Quincke beobachteten Bewegungen der Theilchen von einer Electrode zur anderen (Wied. Galv. (2) I. §. 401).

Starke Oeffnungsinductionsströme stellen die Theilchen mit ihrer Längsaxe in die Richtung des Stromes und

ordnen sie in Curven, während sie zugleich in der Richtung derselben dem positiven Pol zugetrieben werden.

Die Theilchen dürften also dipolarelectrisch geladen werden und sich infolge dessen durch die Anziehung ihrer jeweilig gegenüberliegenden Stellen, ähnlich wie die Eisenfeile zwischen den Magnetpolen, in die Stromescurven ordnen. Die abwechselnde Richtung der Ströme hindert dabei die Fortbewegung der Theilchen. Leitet das flüssige Medium zu gut, so fliesst der Strom nur durch dieses, die Theilchen werden nicht mehr geladen. G. W.

XXXIV. ***O. Chwolson. Ueber die Wirkung des Ausglühens auf den galvanischen Widerstand harter Drähte*** (Mél. d. St. Petersb. X. p. 379—417).

Die Drähte waren zwischen dicke Kupferdrähte in horizontaler Lage festgelöthet oder durch Klemmschrauben befestigt und in einen 60 Mm. langen mit Wasser gefüllten Blechkasten eingesenkt, dessen Temperatur durch mehrere Thermometer bestimmt wurde. Das Wasser wird vor den Versuchen umgerührt. Die Kupferdrähte wurden durch Korke, welche auf die unteren Enden zweier verticaler Glascylinder aufgesetzt waren, wasserdicht in letztere hineingeführt und die Drähte dadurch in den einen Zweig einer Wheatstone'schen Drahtcombination eingefügt, in welcher sich zugleich ein Jacobi'scher Quecksilberrheostat befand, an dem die Einstellungen vorgenommen wurden. Ein gleicher Rheostat war in den diesem Zweig benachbarten zweiten Zweig der Brücke eingefügt. Die anderen Zweige blieben constant. Die Drähte wurden erst ungeglüht untersucht, dann wurde der Wasserkasten gesenkt; die Drähte wurden erst schwach, dann stark ausgeglüht, theils durch eine Gasflamme, theils durch einen starken galvanischen Strom, dann abgelöscht und jedesmal wieder untersucht. Es ergaben sich die folgenden Aenderungen der bei verschiedenen Drähten beobachteten Widerstände (wobei die absoluten Werthe selbst weniger in Betracht kommen), und zwar enthält die Horizontalreihe unter a

	Stahl	Fe	Messing	Cu	Pt	Neusilb.	Al-bronze	Pd	Pt-Jr Leg.	Ag-Cu Leg.	Zn	Al	Pb
α	−4.8	−0.4	−8.3	−2.9	−5.3	−1.1	−8.0	(−0.4)	−3.2	−11.3	−1.8	−1.9	+0.5
β	+8.6	+5.3	+0.8	+1.4	+5.8	+2.0	—	—	—	—	—	–	–
γ	+0.6	+0.7	+1.0	+0.4	−0.7	−1.8	+2.7	(+0.1)	+0.3	+1.7	—	–	–

dieselben in Procenten nach schwächerem, unter β nach stärkerem Ausglühen, unter γ nach dem Ablöschen.

Der Palladiumdraht war von vorn herein nicht hart gezogen. Ausser beim Blei nimmt also beim schwachen ersten Ausglühen der Widerstand hart gezogener Drähte ab, beim zweiten Ausglühen nimmt er zu, auch bei dem nicht oxydirbaren Platin. Beim Ablöschen nimmt der Widerstand, ausser beim Platin und Neusilber, zu.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Liebig's Annalen der Chemie. Bd. CLXXXVII. Heft 1.

A. Horstmann. *Ueber ein Dissociationsproblem, p. 48—63.*

P. Perrenoud. *Modification d. V. Meyer'schen Meth. zur Dampfdichtebestimmung bei niedrigeren Temperaturen, p. 77—79.*

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 8—10.

H. Kommrath. *Beitrag zur Theorie d. chemischen Verwandtschaftskraft II, p. 742—745.*

A. C. Christomanos. *Das spec. Gew. des Jodtrichlorids. Eine neue Methode zur Bestimmung d. spec. Gewichtes zersetzlicher Körper, p. 782—789.*

H. W. Vogel. *Ueber d. Nachweis des Kohlenoxydgases, p. 792—795.*

H. Schröder. *Ueber einfache Volumenverh. vieler fester organischer Verbindungen, p. 848—853.*

O. Jacobsen. *Ueber anormale Löslichkeitsverh. des xylidinsauren Zinks, p. 859—861.*

C. v. Than. *D. Verbrennungswärme d. Knallgases in geschlossenen Gefässen, p. 947—952.*

A. W. Hofmann. *Zur Geschichte d. Dampfdichtebestimmung, p. 962—964.*

Setschenoff. *Absorption der Kohlensäure im Blut, p. 972—974.*

J. Thomsen. *Die Lösungswärme d. Chlor-Brom-Jodverbindungen, p. 1017—1023.*

J. Thomsen: *D. partielle Zersetzung und die Esterbildung, p. 1023—102.*

—. *Ueber die Bildungswärme der Chlorsäure, p. 1026—1027.*

Dingler's Journal. 1877. T. CCXXIV. Heft 1—4.

Bauschinger. *Ueber die Erhöhung der Elasticitätsgränze der Metalle, p. 1—13. 129—134.*

Fr. Heeren. *Galvanoplastische Versuche, p. 106—107.*

A. v. Waltenhofen. *Ueber die neuesten Verbesserungen an den Noë'schen Thermosäulen, p. 267—277.*

J. Gott, Bourbonze und **Ch. Bontemps.** *Telegraphiren ohne Draht als Folge der Electrisirung einer Insel, p. 457.*

Schlömilch, Zeitschr. für Math. u. Phys. 1877. Bd. XXII. Heft 3.

A. Giesen. *Versuch einer math. Darstellung d. Flüssigkeitswellen, p. 133—150.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXIV. Nr. 18—23.

Favé. *Conséquences vraisemblables de la Th. méc. de la chaleur. Explication de l'état sphéroidal, p. 906—912.*

G. Planté. *Lumière électrosilicique, p. 914—916.*

G. Darboux. *Rech. sur la loi que doit suivre une force centrale pour que la trajectoire qu'elle détermine soit toujours une conique, p. 936—938.*

Halphen. *Sur les lois de Kepler, p. 938—941.*

M. Lévy. *Réponse à une Note de M. Kirchhoff sur la Th. des plaques élastiques, p. 942—944.*

J. Boussinesq. *Des solutions singulières qui se présentent dans le problème du mouvement curviligne d'un point sous l'action d'une force centrale, p. 944—946.*

Troost et **Hautfeuille.** *Sur les corps composés susceptibles de se produire à une temp. supérieure à celle qui détermine leur décomposition complète, p. 946—949.*

A. Wurtz. *Recherches sur la loi d'Avogadro et d'Ampère, p. 977—983.*

J. Macé. *Rech. sur la double réfraction accidentelle, p. 1024—1026.*

L. Rolland. *Etude sur la résistence intérieure des éléments thermoélectriques, p. 1026—1029.*

P. Desains. *De l'action rotatoire du quartz sur le plan de polarisation des rayons calorifiques obscurs, p. 1056—1060.*

E. Guignet. *Transformation directe du travail mécanique en électricité, p. 1084—1085.*

H. St. Claire Deville. *Sur la loi des Volumes de Gay-Lussac, p. 1109—1112.*

Langley. *Nouvelle Méthode spectroscopique, p. 1145—1147.*

C. Rozé. *Sur une transmission de mouvement, p. 1148—1150.*

A. Cazin. *Sur le spectre de l'étincelle électrique dans un gaz comprimé, p. 1151—1154.*

Ch. Philbert. *Etudes sur les tuyaux sonores, p. 1154—1156.*

W. Longuine. *Etude thermochimique sur l'aniline et quelques autres corps du même groupe, 1159—1161.*

L. Calderon. *Sur les propriétés de la résorcine; volumes moléculaires, p. 1164—1166.*

A. Wurtz. *Sur la loi des volumes de Gay-Lussac. Rép. à M. St. Claire-Deville, p. 1183—1189.*

Berthelot. *Rép. à la Note de M. Wurtz rel. à la loi d'Avogadro et à la théorie atomique, p. 1189—1195.*

W. Longuine. *Rech. thermiques sur les anilines substitués, p. 1227—1230.*

E. Reboul et E. Bourgoin. *Electrolyse de l'acide pyrotartrique ordinaire, p. 1231—1233.*

H. St. Claire Deville. *Sur les densités de vapeur, p. 1256—1261.*

A. Wurtz. *Recherches sur la loï d'Avogadro, p. 1262—1263.*

A. Wurtz. *Sur la notation atomique, p. 1264—1268.*

Berthelot. *Atomes et équivalents, p. 1269—1274.*

Fizeau. *Observations rél. à la Commun. de M. Berthelot, p. 1274—1275.*

Berthelot. *Réponse à M. Fizeau, p. 1275—1276.*

C. A. Bjerknes. *Remarques hist. sur la théorie du mouvement d'un ou de plusieurs corps de formes constantes ou variables dans un fluide incompressible; sur les forces apparentes qui en résultent et sur les expériences qui s'y rattachent, p. 1309—1312.*

C. M. Goulier. *Baromètres à siphon dont les indications ne sont pas influencées par les variations de la température, p. 1315—1317.*

Arch. néerlandaises des sciences naturelles etc. 1877. XII. p. 1.

R. A. Mees. *De l'influence du mouvement d'une source vibratoire sur l'intensité des vibrations émises, p. 1—16.*

A. C. Oudemans jr. *Sur le dosage par le polaristrobomètre de la quinine dans les écorces de quinquina, p. 55—64.*

Archives de Genève. 1877. Bd. LVIII. Heft 1—5.

F. A. Forel. *Essai monographique sur les seiches du lac Léman, p. 50—72.*

Annales scientifiques de l'Ecole normale Bd. VI. Juni.

Mouton. *Étude expérimentale sur les phénomènes d'induction électrodynamique, p. 193—216.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLIII. Nr. 1—6.

Laborde. *Transmission de la chaleur, p. 53—55.*

Goulier. *Magnétisme du nickel et des ses alliages, p. 101—102.*

Bulletin de la soc. Chimique de Paris. T. XXVII. Nr. 10.

J. A. Le Bel. *Sur l'absence du pouvoir rotatoire attribué à l'iodure de triéthylméthylstibine, p. 441—445.*

Proceedings of the Royal Society V. XXVI. Nr. 179.

J. H. Gladstone. *Note on the Electrolytic Conduction of some organic Bodies, p. 2—4.*

W. H. M. Christie. *On the Magnifying power of the Half-Prisma as a mean of obtaining great dispersion and on the general Theory of the „Half-Prisma Spectroscope", p. 8—40.*

J. A. Fleming. *On Magneto-electric Induction in Liquids and Gases Part. I. Production of Induced Currents in Electrolytes, p. 40—43.*

J. W. Mallet. *On the Density of Solid Mercury, p. 71—77.*

Francis Galton. *Description of the Process of Verifying Thermometers at the Kew Observatory, p. 84—89.*

W. Spottiswoode. *On Stratified Discharges IV. Stratified and Unstratified Formes of the Jar-Discharge, p. 90—93.*

Fleming Jenkin. *On friction between Surfaces moving at Law Speeds, p. 93—94.*

Philosophical Mag. (5) 1877. V. III. Nr. 19. 20. Supplement.

John Kerr. *On Rotation of the Plane of Polarization by Reflection from the Pole of a Magnet, p. 321—343.*

H. M. Bosanquet. *Notes on the Theory of Sound, p. 343—349. 418—424.*

Oliver J. Lodge. *Reply to the Note of Prof. M. Avenarius, p. 349—353.*

J. Thomson. *Experiments on Contact Electricity between Non-Conductors, p. 389—392.*

W. M. Hicks. *On some Effects of Dissociation on the Physical Properties of Gases, p. 401—418.*

J. Rushton Harrison. *Experimental Researches on the supposed Diathermancy of Rock-Salt, p. 424—428.*

S. Tolver Preston. *Mode of the Propagation of Sound and the Physical Condition determining its Velocity on the Basis of the Kinetic Theory of Gases, p. 441—453.*

Lord Rayleigh. *Acoustic Observations, p. 456—464.*

Edmund J. Mills. *On Cumulative Resolution, p. 492—500.*

R. E. Baynes. *Note on the Steam and Hoarfrost Lines of Water-Substance, p. 512—514.*

O. S. Lodge. *On a Modification of Mances Method of measuring Batterie Resistance, p. 515—525.*

A. Terquem. *On the Employement of a Silvered Glass as a Camera Lucida, p. 541—543.*

The Quarterly Journal of Mathematics. Vol. XV. Nr. 57.

H. J. Sharpe. *On the Reflection of Sound at the Surface of a Paraboloid, p. 1—8.*

A. G. Greenhill. *Plane Vortex Motion, p. 10—29.*

N. M. Ferrers. *Solution of certain Questions in Potentials and Motion of Liquids, p. 83—92.*

Nature. V. XV. 3. Mai bis 7. Juni 1877. Nr. 392—397.

W. F. Barrett. *The Effect of inaudible Vibrations upon Sensitive Flames, p. 12.*

E. B. Tylor. *Sound Vibration of Soap-Film Membranes, p. 12.*

A. S. Herschel. *Visibility of the Ultra-Violet Rays of the Spectrum, p. 22—23.*

Wm. Garnett. *The critical Point of Carbonic Anhydride, p. 23.*

Miller. *Floating Cast Iron, p. 23—24.*

Atkinson. *Japanese Mirrors, p. 62.*

M. Jesse Lovett. *A simple Wave-Motion Apparatus, p. 83.*

Sitzung d. Roy. Soc. am 22. März, 12. 19. 26. April, 3. 17. 31. Mai, p. 18—19. 34. 55. 74. 114—115.

Sitzung d. Phys. Soc. am 28. April, 12. Mai, 26. Mai, p. 35—36. 75—76. 115—116.

The Chemical News. 1877. V. XXXV. Nr. 910—915.

W. Crookes. *On Repulsion resulting from Radition. Preliminary Note on the Otheosoope, p. 179 - 180.*

W. Crookes. *On Repulsion Resulting from Radiation Port III. p. 211—213. 223—224. 233—235.*

M. Muir und S. Suguira. *On a Slight Modification of Hofmanns Vapour Density Apparatus, p. 215.*

W. Skey. *On the Electromotive Order of Certain Metals in Cyanide of Potassium with Reference to the Use of this Salt in Milling Gold, p. 224—225.*

Silliman Journal (3) XIII. Nr. 77. Mai.

S. Kimball. *A new Investigation of one of the Laws of Friction. p. 353—359.*

Carey Lea. *On the Sensitiveness to Light of various Salts of Silver, p. 369—371.*

L'Elettricista. 1877. I. Nr. 1—5.

Riccò. *Dalle polveri elettrizzate, p. 26—29.*

P. Secchi. *Sulla legge di Ohm delle correnti elettriche, p. 41—42.*

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 78—85, 113—118, 137—139.*

E. Broglio. *Una nuova pila elettrica fondata sulla reazione chimica del anidride solforoso con lo zinco, p. 94—95.*

G. Cantoni. *Sulla elettrostatica induzione, p. 118—120.*

G. Montanari. *Su di una nuova elettrocalamita di prontissima depolarisazione, p. 122—124.*

Journal d. russ. chem. Ges. etc. Bd. IX. Heft 3 u. 4.

Sitzung vom 1. Febr. 1877, p. 57—60.

M. D. Bobylew. *Recherches théoretiques concernant la distribution de l'électricité statique sur les surfaces des conducteurs constitués de parties hétérogènes, p. 61—77. 103—121.*

N. Egoroff. *Le photomètre électrique, p. 78—90. 143—148.*

N. Schiller. *Appendice du mémoire sur les propriétés des extrémités des courants disjoints et diélectriques, p. 91—93.*

Th. Schwedoff. *La dernière réponse à M. Chwolson; p. 94—95.*

N. Slonguinoff. *Sur la polarisation des électrodes de mercure pendant l'électrolyse de l'azotate de l'oxydule de mercure, p. 122—128.*

B. Rosenberg. *Sur la dilatation du mercure et de l'eau, p. 129—134.*

Van der Vlieth. *Sur l'équilibre de l'électricité sur les corps conducteurs et le théorème Poisson, p. 135—142.*

O. Chwolson. *Sur la fonction magnétique, 149—156.*

1877. BEIBLÄTTER № 7.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. *S. Stroumbo. Neue Versuche mit dem Radiometer* (Mondes (2) XLI. p. 208—211. 1876).

Berührte Stroumbo an einem im Dunkeln aufgestellten und durch eine Kerze zur Rotation gebrachten Radiometer einen Punkt unterhalb der Aequatorialebene, in und oberhalb derselben, so kehrte sich im ersten Fall die Rotation um (umgekehrter Vorgang beim Aufheben der Berührung); im zweiten blieb die Mühle alsbald stehen; im dritten zeigte sich keine Aenderung in der ursprünglichen Rotation.[1])

Weiter construirte Stroumbo ein Radiometer mit einfachen Glimmerplatten, welches in der Sonne nicht rotirte, wohl aber dann, wenn man seine Glasoberfläche ringsum mit Seidenpapier rieb, und zwar stets in dem Sinne, in welchem sich das Papier bewegte. Hörte man auf zu reiben, so blieb es stehen. Durch Aufgiessen von Aether geriethen die Scheiben ins Schwanken, rotirten schwach und kamen bald wieder zur Ruhe. Diese Erscheinungen, sowie die von Ducretet und Govi (Beibl. I. p. 73 und 74, Nr. 1 u. 2), schreibt Sroumbo einer electrischen Wirkung zu.

Diese Annahme führte ihn zur Construction eines Radiometers, in dessen Glashülle drei Platindrähte *A*, *B*, *C* eingeschmolzen waren. *B* und *C* standen sich diametral gegenüber und befanden sich etwas unterhalb der Aequatorialebene, *A* dagegen lag oberhalb derselben und mit *B* in der nämlichen Verticalebene. Jeder Draht trug an

[1]) Vgl. auch P. Volpicelli, Untersuchungen über das Radiometer (Nature XV. p. 101 [1876]).

seinem innern Ende (nahe an den Scheiben der Mühle) eine kleine Kupferscheibe, die für *A* und *B* vertical, für *C* aber horizontal stand. Kerzenlicht brachte positive Rotation hervor. Nach Entfernung der Lichtquelle wurde der positive Pol eines kleinen Ruhmkorff'schen Apparates mit *B* und der negative mit *C* verbunden. Näherte man während der dabei auftretenden positiven Rotation eine brennende Kerze, so nahm die Geschwindigkeit beträchtlich zu. Die Bewegung fand in gleicher Weise statt, wenn *A* anstatt *B* mit dem positiven Pol verbunden wurde. Verband man *B* und *C* mit einem Galvanometer, während die Mühle unter Beleuchtung einer Gasflamme rotirte, so wurde die Nadel abgelenkt. Brachte man den positiven Pol nach *C*, den negativen nach *B* (oder *A*), oder aber den positiven Pol an den oberen Theil des Instrumentes und den negativen Pol an die Basis desselben, so blieb die Mühle stehen. Gt.

II. ***Sir William Grove.*** *Ueber das Radiometer* (Nature XV. p. 435).

Das benutzte Radiometer besass 4 einseitig geschwärzte Aluminiumflügel, welche mit einem durch die obere Glasröhre luftdicht hindurchgehenden und aus derselben hervorragenden Platindraht in metallischer Verbindung standen. Es war nach Crookes' Meinung möglichst vollkommen evacuirt (was aber W. Grove bezweifelt). Man erhielt folgende Resultate: 1) Bei dem schwachen Licht eines brennenden Streichhölzchens oder dem von 1 oder 2 Kerzen drehten sich die Flügel so, dass die polirten Flächen zurückgestossen wurden, während die dunkle Wärme einer fast bis zur Rothgluth erhitzten Eisenschaufel normale Rotation hervorrief. Diese Wirkungen blieben einige Tage bestehen; dann aber schien der Apparat undicht geworden zu sein, er ging langsam und unregelmässig. 2) Electrisirte man den Platindraht mit einer geriebenen Glas- oder Siegellackstange, so rotirten die Flügel

manchmal in der einen, manchmal in der anderen Richtung. 3) Verband man den negativen Pol einer Ruhmkorff'schen Spirale mit demselben, so erhielt man unsichere Resultate; der positive Pol brachte ein anhaltende Rotation der Flügel hervor, die sogar lebhafter war als die von Licht oder Wärme herrührende. Im Dunkeln bewegten sich die dunkeln Flügel unter phosphorescirendem Glühen. Das Gesammtresultat war nach Grove's Meinung insofern negativ, als alle Wirkungen von dem Luftresiduum herzurühren schienen. Der letzte Versuch lasse sich so erklären: die rauhen Flächen (d. i. eine grosse Zahl einzelner Punkte) strahlen mehr Electricität aus als die polirten, bringen deshalb auch grössere Störung in dem umgebenden Gase hervor und werden folglich durch die Reaction desselben mehr afficirt als die ebenen Flächen. Die Zurückstossung der polirten Flächen durch leuchtende Wärme sei jedoch sehr schwer zu erklären.

In der zweiten Mittheilung beschreibt W. Grove weitere Versuche mit Crookes'schen Radiometern. Er zweifelt jetzt nicht mehr, dass ihre Bewegungen von der Wirkung des Gasresiduums herrühren. Ein neuer, von Crookes selbst angefertigter Apparat und der vorhin beschriebene, von neuem evacuirte, rotirten normal. Wurde der hervorragende Draht durch eine Ruhmkorff'sche Spirale electrisirt, so fehlten alle früher beobachteten Erscheinungen, es trat nicht das geringste Leuchten an den Flügeln auf und der Strom ging nicht hindurch. Dagegen hielten die einer Vertheilung bei Annäherung einer Siegellackstange entsprechenden Bewegungen unverändert an.

Ein Radiometer scheint ein sehr empfindliches Electroscop zu sein. Neigt man dasselbe, bis die Flügel das Glas berühren, so kann man die innere Glasfläche so electrisiren, dass sie Tage lang in demselben Zustande verbleibt. Acht Tage nach einer solchen Operation waren die Bewegungen des Instrumentes in Bezug auf Licht oder Wärme gänzlich gehemmt. Man suchte die Electricität der Glasfläche zu entladen oder zu neutralisiren, z. B. durch Bedecken der äusseren Kugel mit Zinnfolie und

durch Verbindung derselben mit dem Platindraht; aber das Glas blieb trotz alledem geladen. Erst nach mehreren Wochen, hatte sich die Electricität zerstreut. Ein gutes Vacuum ist also ein sehr guter Isolator. Gt.

III. ***Francesco Rossetti.*** *Weitere Versuche mit dem Crookes'schen Radiometer* (Cimento (3) I. p. 5—10).

Sie sind die Fortsetzung derjenigen, welche Rossetti in einer am 14. Mai 1876 vor der Akademie von Padua gelesenen Abhandlung mitgetheilt hat.

Aus Versuchen, welche im Wesentlichen mit den Govi'schen (Beibl. I. p. 73. Nr. 1) übereinstimmen, folgert Rossetti, dass die dunkeln Wärmestrahlen die Rotation der Mühle hervorbringen, obschon ein beträchtlicher Theil derselben von dem für dunkle Wärmestrahlen fast adiathermanen Glasrecipienten absorbirt wird. Er bestätigt dieses Resultat durch folgenden Versuch: Das Radiometer wurde in ein mit einer Oeffnung versehenes Gehäuse eingeschlossen. Fiel ein Bündel Sonnenstrahlen durch die Oeffnung auf die Scheiben, so rotirte die Mühle mit grosser Geschwindigkeit, und zwar auch dann, wenn man die leuchtenden Strahlen vorher durch eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff vollständig absorbiren liess, so dass nur die dunkeln Wärmestrahlen die Drehung bedingen konnten.[1]) Dagegen vermochten die von einer hinlänglich starken Lichtquelle, z. B. einer Geissler'schen Röhre, dem Vollmond oder einem phosphorescirenden Körper, ausgehenden Lichtstrahlen die Radiometermühle nicht in Bewegung zu setzen. Näherte man freilich die Geissler'schen Röhren zu sehr dem Instrument, so trat eine Abnahme in der Geschwindigkeit der durch andere Wärme- und Lichtquellen hervorgebrachten Rotation ein.

Umgab man die Aequatorialzone des Radiometers mit einer Spirale von einigen isolirten Drahtwindungen, deren Enden man mit einem Ruhmkorff'schen Apparate verband,

---

[1]) Vgl. auch P. Volpicelli in Nature XV. p. 101 [1876] u. a.

so wurde die Geschwindigkeit eines in einem dunkeln Zimmer durch die Wärme- und Lichtstrahlen einer nahezu constanten Locatelli'schen Lampe in fast constante Rotation (10 Umdrehungen in 32 Sec.) versetzten Radiometers verringert (10 Umdrehungen in 44 Sec.). Die vorige Geschwindigkeit trat aber wieder ein, sobald man den Inductionsapparat ausschaltete.

Dass in dem Innern des Radiometers bei dem Durchgang der Inductionsströme durch die Spirale electrische Entladungen auftreten, zeigte sich bei Anstellung des Versuches im Dunkeln. Das Innere leuchtete, musste also Gas oder Dampf in verdünntem Zustande enthalten, um die electrischen Entladungen durchlassen zu können. Das Licht war im unteren Theile des Instrumentes lebhafter, wahrscheinlich weil der Boden des Radiometers mit der Erde mehr oder weniger in leitender Verbindung stand; auch wurde das innere Licht noch lebhafter, wenn man den Fuss des Radiometers mit Stanniol umwickelte, das durch eine Metallkette zur Erde abgeleitet war.

Das electrische Inductionslicht einer nahe an das Radiometer herangebrachten Geissler'schen Röhre zog eine benachbarte Scheibe der ruhenden Mühle an, so dass diese sich nach ihr hin richtete, und verminderte die Geschwindigkeit der zufolge anderer Ursachen rotirenden Mühle. Dagegen ergaben sich negative Resultate, wenn man einen continuirlichen Strom (von 3 grösseren Bunsen'schen Elementen) durch die das Radiometer umgebende Spirale oder durch eine in der Nähe desselben vertical aufgestellte ebene Spirale gehen liess. Auch dann zeigte sich keine Verlangsamung der Rotation, wenn man dieselbe zwischen den Polen eines kräftigen Electromagneten stattfinden liess.

Rossetti nimmt auf Grund dieser Versuche an, dass das Radiometer ein Gas enthalte und dass die Rotation vorzugsweise von den (leuchtenden oder dunkeln) Wärmestrahlen hervorgerufen werde. Und zwar rühre die beobachtete Abstossung von einer Wärmewirkung der erwärmten Scheiben gegen das umgebende Gas her. Ihre Erklärung sei also in der Gastheorie zu suchen. Gt.

IV. ***J. Challis.* Eine Theorie der Wirkung des schalenförmigen und auf beiden Seiten glänzenden Radiometers** (Phil. Mag. (5) III. p. 278—281).

Challis behandelt[1]) das erste in Nr. 27 Beibl. I. p. 168 angegebene Experiment theoretisch, weil es eine neue und charakteristische Wirkung des Radiometers bezeichnet.

Bei einem Radiometer mit einseitig geschwärzten Flügeln werde strahlendes Licht oder strahlende Wärme beim Auftreffen auf die Flügel in Temperaturwärme verwandelt; dadurch werden die Atome einer dünnen Oberflächenschicht aus ihren neutralen Lagen herausgebracht, und zwar auf der geschwärzten Seite wegen der grösseren Temperaturerhöhung mehr als auf der anderen. Der dadurch hervorgerufene Zustand der Flügel lasse sich am besten mit dem Worte „thermo-electrisch" bezeichnen. Jede solche oberflächliche Störung bedinge einen beständig circulirenden Aether-Strom, bei welchem der Druck so variire, dass er um so geringer sei, ein je grösserer Strom zufolge der Druckänderung mechanisch getrieben werde. Die Richtung des Stromes gehe für das gewöhnliche Radiometer von der geschwärzten Fläche nach der entgegengesetzten, weil das Strombett, wegen der grösseren Ausdehnung des Flügels auf der wärmeren Seite, nach der glänzenden Seite hin abnehme und die Geschwindigkeit in demselben Sinne zunehme, so dass die dynamische Wirkung dieselbe sei, wie wenn der Flügel an der geschwärzten Seite gestossen werde.

Auch bei dem schalenförmigen und ganz glänzenden Radiometer werden die Oberflächen-Atome durch Licht- oder Wärmestrahlung aus ihren neutralen Lagen dauernd entfernt. Da hier aber beide Seiten glänzend sind, so sei die durch Temperaturerhöhung verursachte Ausdehnung auf beiden Seiten gleich; jedoch mit dem Unterschiede,

---

[1]) In Phil. Mag. November 1876, p. 374—379 beschäftigte er sich mit den in den Beibl. I, p. 78 Nr. 8 und 10, p. 79 Nr. 11, p. 74 Nr. 2 beschriebenen Versuchen.

dass eine gegebene Verschiebung in der normalen Richtung die Ausbreitung der Atome eines gegebenen oberflächlichen Flächenstückes über einen grösseren Theil der convexen als der concaven Oberfläche veranlasse, sofern die Bewegung in beiden Fällen von innen nach aussen gerichtet sei und die Bewegungslinien auf der convexen Oberfläche divergent, auf der concaven convergent seien. Deshalb sei caeteris paribus an der concaven Fläche grössere atomische Dichtigkeit vorhanden als an der convexen und die letztere verhalte sich wie die geschwärzte Seite des gewöhnlichen Radiometers, so dass sich das schalenförmige Radiometer bewege, als ob es an der convexen Seite gestossen werde.

Der thermo-electrische Charakter der Störung habe zur Folge, dass eine Störung an der einen Oberfläche sich durch oberflächliche Leitung über beide Flächen gleichmässig verbreite. Daher sei die Wirkung dieselbe, ob blos eine Fläche oder beide beleuchtet sind.

Wird dieses Radiometer durch dunkle Wärme afficirt, so sei zu beobachten, dass für das Gleichgewicht zwischen den molecularen Kräften (welche die Atome in ihren neutralen Lagen zu halten resp. in dieselben zurückzubringen suchen) und der Wirkung der gleichförmigen umgebenden Temperatur die oberflächliche atomische Dichtigkeit eines Flügels durchweg dieselbe sein müsse. Dazu müsse aber an der convexen Fläche einmal dem Bestreben der erregten Wärme, die oberflächliche atomische Dichtigkeit zu verringern, andererseits dem Einfluss der Divergenz der Linien der zur Oberfläche normalen Bewegung entgegengewirkt werden, weil die Convergenz der Bewegungslinien an der concaven Oberfläche dem Streben der Temperatur, die oberflächliche atomische Dichtigkeit zu verringern, entgegenwirke. Daher wirke die moleculare Kraft von aussen nach innen an der convexen Fläche in höherem Grade als an der concaven. Die Folge sei die Abnahme der inneren atomischen Dichtigkeit in der Richtung von der convexen nach der concaven Fläche hin. Mit der grösseren atomischen Dichtigkeit

finde sich zugleich die grössere Stromgeschwindigkeit und die geringere Dichtigkeit des Aethers auf dieser Seite, so dass der Flügel in der Richtung von der concaven nach der convexen Seite getrieben werde. Die von dunkler Wärme (heisser Schirm oder heisses Wasser) verursachte Bewegung des Radiometers müsse also derjenigen entgegengesetzt sein, welche das Licht hervorruft.

Der wesentlichste Theil der obigen Theorie sei die dynamische Wirkung eines circulirenden Aether-Stromes. Nach der Hydrodynamik könne ein solcher Strom in einem vollkommenen Vacuum nicht entstehen, wie er auch um so mehr Schwierigkeit finde, je vollständiger das Vacuum ist. Daher auch die Schwierigkeit einer galvanischen Entladung zwischen entfernten Polen in sehr verdünnter Luft. Die Radiometerbewegung werde also mit fortschreitender Luftverdünnung abnehmen. Von diesem Gesichtspunkte aus vermag Challis nicht zuzugeben, dass die Anwesenheit des Gasresiduums die Radiometerbewegung bedinge. Nach seiner Meinung könnte man ebensogut schliessen: weil eine im evacuirten Recipienten geläutete Glocke nicht gehört wird, so muss die Luft im Recipienten und nicht die Zunge der Glocke den Schall hervorbringen, wenn er gehört wird.

Gt.

V. ***M. Thoré.*** *Das Absorptions-Radiometer* (Mondes (2) XLII. p. 585—586).

Ein solches lässt sich auf folgende einfache Weise herstellen: Man bohrt in einen dicken Kork längs seiner Axe ein cylindrisches, 12 Mm. weites Loch, bringt in dasselbe eine unten geschlossene Glasröhre, welche möglichst trockenen Staub von Kohle oder einer anderen schwarzen absorbirenden Substanz enthält, und bohrt auch seitlich und normal zur Längsaxe bis an die centrale Oeffnung hin eine kreisförmige Oeffnung, in welche dann eine Linse von 1 Ctm. Durchmesser und einer solchen Brennweite gebracht wird, dass ihr Brennpunkt genau in die Mitte der Röhre fällt. An das offene Ende der Glasröhre wird

eine ca. 8—10 Mal vergrössernde Linse gebracht, mit welcher man den in Folge des in der umgebenden Luft suspendirten Staubes sichtbaren leuchtenden Doppelkegel beobachtet. Fällt Sonnenlicht durch die seitliche Linse, so findet sich Folgendes: Alle Partikelchen, welche sich in dem Lichtbündel befinden, bewegen sich nach dem Brennpunkte hin, und zwar ist ihre Geschwindigkeit um so grösser, je näher sie demselben sind. Im Brennpunkte kreuzen sie sich mit einer so grossen Schnelligkeit, dass man nur noch Lichtlinien sieht, welche immer parallel zur Kegelaxe sind. Prüft man diese durch die Dauer des Lichteindrucks hervorgebrachten glänzenden Linien aufmerksam, so erscheinen sie normal zu ihrer Richtung gestreift, was auf eine sehr rasche Rotationsbewegung der Partikelchen hinweisen dürfte. Untersucht man den Brennpunkt sorgfältig, so bemerkt man manchmal ein oder zwei Partikelchen, welche in diesem Punkte stehen, trotz der sehr schnellen Bewegung der andern, in entgegengesetzten Richtungen fortschreitenden; und seltsamer Weise scheinen diese fixirten Partikelchen lebhafte rotatorische oder vibratorische Bewegungen auszuführen. Gt.

VI. ***W. Crookes.*** ***Ueber die durch Strahlung hervorgerufene Abstossung. Vorläufige Mittheilung über das Otheoskop*** (Chem. News XXXV. p. 179—180. C. R. LXXXIV. p. 1081—1084. p. 1156—1158).

In dem Radiometer ist die Fläche, die moleculare Störung hervorbringt, an einem beweglichen Flügel angebracht und der Drucküberschuss zwischen ihr und den Seiten des einschliessenden Gefässes treibt sie zurück. Wegen des beschränkten Gewichtes, Materials und Flächeninhaltes seines Heizers und der geringen Modificationsfähigkeit seines Kühlers ist das Radiometer eine unvollkommene Wärmemaschine. Eine vollkommenere wäre eine solche, bei der der Heizer feststünde, so dass er, ebenso wie der ihm möglichst nahe bewegliche Kühler, von dem

angemessensten Material, den zweckmässigsten Dimensionen und von der wirksamsten Form genommen werden könnte. Nimmt man die treibende Fläche von grossem Durchmesser und fertigt man sie aus einem guten Wärmeleiter (Silber, Gold, Kupfer), so bringt schon sehr schwache Strahlung Bewegung hervor. Von der schwarzen Oberfläche scheint dann, hauptsächlich in normaler Richtung, ein molecularer[1]) Wind auszugehen, der jeden ihm gegenüber kommenden leicht beweglichen Körper, ohne Rücksicht auf Farbe, Gestalt oder Material, wegbläst, und der sich wie ein wirklicher Wind verhält, was seine Fähigkeit, von einer Fläche zur andern abzulenken, seine Hemmung durch feste Körper und seine tangentiale Wirkung anlangt.

Ein solches, nach Construction und Wirkungsweise von dem Radiometer verschiedenes Instrument nennt Crookes Otheoskop (von ὠϑέω).

Beim Radiometer ist das Gefäss ein wesentlicher Theil der Maschinerie; beim Otheoskop dient es hingegen nur als Behälter der erforderlichen Verdünnung. Während die Flügel eines Radiometers an einem Punkt im Raume, wo der atmosphärische Druck etwa 1 Mm. Quecksilber ist, nach Entfernung des Glasgefässes keine Bewegung zeigen werden, wie stark auch die einfallende Strahlung sein mag, so wird das Otheoskop unter denselben Bedingungen sich ohne Gehäuse ebenso gut bewegen wie mit Gehäuse. In einer vorläufigen Mittheilung (vgl. Beibl. I. p. 167, Nr. 25) hat Crookes einen Apparat beschrieben, durch welchen er die Dicke der beim Auftreffen von Strahlung auf eine geschwärzte Fläche vorhandenen Moleculardruck-Schicht messen konnte. Bei gewöhnlichem Atmosphärendruck reichte die Molecular-Störung einige Millimeter weit und ihre Intensität nahm in dem Maasse zu, in welchem

---

[1]) Molecular, nicht molar. Es ist kein Wind im Sinne wirklicher Fortführung von Luft. Diese Molecularbewegung kann mit der Bewegung der Gase bei der Wasserzersetzung durch den electrischen Strom verglichen werden. In dem beide Pole verbindenden Wasser ist keine Bewegung sichtbar, obgleich in der einen Richtung achtmal so viel Materie wandert als in der andern.

die wirkende Fläche und die bewegliche Platte einander genähert wurden. Danach liesse sich ein Otheoskop ohne Verdünnung und ohne einschliessendes Gefäss construiren, bei welchem die Bewegung in Luft von normaler Dichtigkeit stattfände (Crookes hat das seitdem ausgeführt). Eine solche Wärme-Maschine würde wahrscheinlich im Sonnenlicht sehr gut arbeiten. Unterstützt von Herrn Gimingham, construirte Crookes eine Reihe von Otheoskopen, welche er auf der Soirée der Roy. Soc. am 26. Apr. d. J. vorzeigte zur Illustration der guten Uebereinstimmung von Theorie und Experiment.

In der folgenden Liste stellen 1) bis 6) Otheoskope, 7) bis 19) neuere Radiometer dar. Die unter 1), 10), 11), 12); 13), 14), 15) angeführten Instrumente sind bereits Beibl. I, p. 166 Nr. 23, 22 und 27 beschrieben. 2) Ein vierarmiger Flügel trägt geglühte Glimmerscheiben und ist in einem evacuirten Glasgefässe wie ein Radiometer aufgestellt. An den Seiten des Gefässes sind drei Platten von durchsichtigem Glimmer schief zur Axe und gleichweit über einander befestigt, welche durch den an ihnen beim Auffallen von Licht entstehenden Molecular-Druck die Flügel zur Rotation veranlassen. 3) Eine grosse horizontale Scheibe dreht sich durch die an der Oberfläche geneigter und beiderseits geschwärzter metallischer Flügel hervorgerufene moleculare Störung. 4) Geneigte Aluminiumflügel werden durch die unterhalb derselben fixirte geschwärzte Glimmerscheibe getrieben. (Umkehrung von 3)). 5) Eine grosse, horizontale, gefärbte Scheibe von geglühtem Glimmer wird durch darunterbefindliche geneigte Aluminiumflügel getrieben. 6) Von zwei übereinander gestellten Metallscheiben ist die treibende untere von geschwärztem Silber, die bewegliche obere von nicht geschwärztem Aluminium und in Sectoren getheilt, welche unter einem Winkel gegen die untere Scheibe gedreht sind. 7) Ein verticales Radiometer mit 8 einseitig geschwärzten Glimmerscheiben hat eine horizontale Axe, welche in 2 Glashütchen geht. Die Bewegung dieses Radiometers wird auf jeder Seite durch treibende Flügel von einseitig geschwärztem Alumi-

nium unterstützt. 8) Verticales Turbinen-Radiometer mit ovalen und einseitig geschwärzten Flügeln von geglühtem Glimmer. 9) Auf der oberen Seite geschwärztes Spiral-Radiometer von geglühtem Glimmer (vgl. Beibl. I. p. 167 Nr. 24). 16) Ein vielscheibiges, schalenförmiges, auf beiden Seiten glänzendes Turbinen-Radiometer, auf welches von unten warmes Wasser und von oben die Luft durch eine Kältemischung abgekühlt wirkt. 17) resp. 18) Ein vierarmiges Radiometer mit tiefen und auf beiden Seiten glänzenden Schalen von Metall resp. Glimmer. 19) Ein vierarmiges Radiometer mit durchsichtigen Glimmerflügeln, bei welchem die Bewegungsrichtung durch den Winkel zwischen den Glimmerflügeln und der inneren Glasoberfläche bestimmt wird. Gt.

VII. ***Bauschinger.*** *Ueber die Erhöhung der Elasticitätsgrenze der Metalle* (Dingler J. CCXXIV. p. 1—13. 129—134).

Im Anschluss an die Untersuchungen von Thurston und Uchatius (vgl. Beibl. I. p. 273), macht Bauschinger darauf aufmerksam, dass die Erhöhung der Elasticitätsgrenze des Eisens schon lange bekannt und schon vor mehr als 20 Jahren bei der Erbauung des Münchener Glaspalastes (1854) praktisch verwendet worden sei. Ferner gibt er Belege, dass auch Metalle wie Zink und Phosphorbronze, eine Erhöhung der Elasticitätsgrenze durch stärkere Belastung erfahren, im Gegensatz zu Thurston's Behauptung, wonach bei diesen zu seiner „Zinnklasse" gehörigen Materialien das Entgegengesetzte eintreten sollte.

Für eine Lamelle aus gewöhnlicher Bronze (Nr. 1) und 4 aus Phosphorbronze ergaben sich z. B. die folgenden Zahlen:

Lamelle	Ursp. El.-Gr. pro 1 □ Ctm.	Belastung pro 1 □ Ctm.	Verlängerung auf 20 Ctm. Länge	Erh. El.-Gr. pro 1 □ Ctm.	Zugfestigkeit pro 1 □ Ctm.
Nr. 1	705 Kilg.	1000 Kilg.	0.0154 Mm. = $^1/_{13000}$	940 Kilg.	2070 Kilg.
„ 2	583 „	930 „	0.0156 „ = $^1/_{13000}$	874 „	2240 „
„ 3	585 „	1000 „	0.0170 „ = $^1/_{11800}$	880 „	2030 „
„ 4	535 „	890 „	0.0138 „ = $^1/_{14500}$	833 „	1975 „
„ 5	576 „	920 „	0.0146 „ = $^1/_{13700}$	864 „	2020 „

Bei diesen Messungen verstrichen zwischen dem Strecken und dem Beginn der Messungen zur Bestimmung der neuen Elasticitätsgrenze nur wenige Minuten.

Das sonderbarste ist, dass durch Streckung der Metalle über ihre ursprüngliche Elasticitätsgrenze hinaus sich ihre Elasticitätsgrenze nicht nur, während die Belastung wirkt, sondern auch noch in einer auf die Streckung folgenden längeren Ruhe (ohne Belastung) von einem oder mehreren Tagen erhöht. Die Elasticitätsgrenze kann selbst über die Belastung steigen, mit welcher die Streckung erzeugt wurde.

Dies fand sich bei Zink, ebenso, nur in geringerem Maasse, bei Glockenmetall, und wurde näher verfolgt bei Bessemerstahl. Beobachtungen an einen Stab aus Bessemerstahl enthalten die Tabellen *A* und *B*. *A* gibt die an einem Tage gewonnenen Resultate, *B* die Beobachtungen an demselben Stabe, nachdem er 24 Stunden unbelastet gelegen hatte. Die erste Columne gibt die Belastung in Tonnen, die zweite die Anzahl Minuten, welche zwischen dem Auflegen der Belastung und dem Eintritt der in der dritten Columne angegebenen Verlängerung verstrichen, die vierte die Zunahme der Verlängerung pro 1 Tonne Mehrbelastung:

A				*B*			
Bel.	Zeit	Verläng. auf 15 Ctm.	Δ	Bel.	Zeit	Verläng. auf 15 Ctm.	Δ
12	1′	0.200 Mm.	—	0	—	1.235 Mm.	—
13	1	0.220 „	0.020	17	1′	1.515 „	—
14	1	0.375 „	—	—	2	1.515 „	—
—	8	0.460 „	0.240	18	1	1.540 „	—
15	1	0.795 „	—	—	4	1.550 „	0.035
—	7	0.865 „	0.405	19	1	1.585 „	0.035
16	1	1.140 „	—	—	5	1.620 „	—
—	7	1.200 „	0.335	—	15	1.860 „	—
17	1	1.495 „	—	—	20	1.930 „	—
—	7	1.570 „	0.370	—	21	1.940 „	0.390
0	1	1.265 „	—	20	1	2.600 „	—
				0	—	2.385 „	—

Der Uebergang von der 17. Tonne zur 18. führte also, nachdem der Stab 24 Stunden geruht hatte, nur den ca. 10. Theil der Längenänderung herbei, welchen Tags zuvor der Uebergang von der 16. zur 17. Tonne bewirkt hatte. Auch eine weitere Tonne Belastung gibt in der ersten Minute wenig Verlängerung, dieselbe steigt aber mit der Zeit, anfangs rasch, später langsamer und nach Ablauf von 21 Minuten hat die 19. Tonne eine ungefähr ebenso grosse Verlängerungszunahme bewirkt als Tags zuvor die 17. Tonne nach 7 Minuten.

Wenn der Stab aus- und wieder eingespannt, und dann die Messungen gleich fortgesetzt wurden, so zeigte sich keine solche Erhöhung der Elasticitätsgrenze, wohl aber wieder, nachdem er ohne Belastung einen Tag ruhig im Apparat geblieben war. Die Erschütterungen beim Ein- und Ausspannen haben also nicht die Wirkung der Ruhe.

In kurzen Intervallen (1 bis mehrere Minuten) vielmal mit einander abwechselnde Belastung mit Gewichten, welche die ursprüngliche Elasticitätsgrenze überschreiten, und Entlastung vermehrten bei Bessemerstahl (z. B. 23-maliges Hin- und Hergehen, welches im ganzen 23 Minuten beanspruchte) sowohl die bleibende Ausdehnung für den nicht belasteten Stab (um ca. 7 %), als die totale Verlängerung für den belasteten (um ca. 8.8 %). Ihre Differenz, d. h. die sogen. elastische Ausdehnung dagegen nahm etwas ab (um ca. 1 %). Die Cohäsion, d. h. der Widerstand gegen grössere als die zuerst benutzten Belastungen scheint dadurch vermehrt zu werden. Nach längerer Ruhe (2 Tage) dagegen führt das grösste Gewicht, welches vorher bei wechselnder Belastung benutzt wurde, eine geringere Verlängerung herbei als zuvor. Die Wirkung wechselnder Belastung ist also sehr verschieden, je nachdem die Wechsel unmittelbar aufeinanderfolgen oder eine längere Pause dazwischenliegt. Nach einer solchen Pause ist die Wirkung derselben wechselnden Belastung bedeutend geringer als vorher.

Br.

VIII. ***J. W. Mallet.*** *Ueber die Dichte des festen Quecksilbers* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 71—77).

Bei den so sehr abweichenden Angaben früherer Beobachter erschien es Mallet von Interesse, die obige Grösse noch einmal zu bestimmen. Das dazu dienende Pyknometer bestand aus zwei cylindrischen Gefässen, die durch eine enge mit einer Marke versehene Röhre verbunden waren, und von denen das untere, A am Boden zugeschmolzen, das obere, B aber durch einen Stöpsel verschliessbar war. Zunächst wurde nach bekannten Methoden das Volumen des Gefässes A bestimmt, dann der Ausdehnungscoefficient des Glases ermittelt, indem man das Gewicht des in A bis zur Marke enthaltenen Quecksilbers bei 0^0 und 100^0 bestimmte. Auf ähnliche Weise wurde der Ausdehnungscoefficient des bei den folgenden Versuchen dienenden Alkohols bestimmt. Endlich füllte man A zum Theil mit einer gewogenen Menge Quecksilber und goss dann Alkohol nach, kühlte das Ganze in einem Kältegemisch von Salzsäure und Schnee bis zum Gefrierpunkt ab und entfernte so viel Alkohol, bis er gerade zur Marke reichte. Zu gleicher Zeit beobachtete man die Temperatur des Kältegemisches mittelst eines Alkoholthermometers. Aus der nachherigen Wägung des Apparates ergab sich dann unmittelbar die Dichte des Quecksilbers.

Es betrug dieselbe im Mittel nach drei Messungen bei dem Gefrierpunkt von -38.85^0 C. 14.1932, bezogen auf Wasser von 4^0. E. W.

IX. ***Fleeming Jenkin*** *und* ***J. A. Ewing.*** *Ueber die Reibung zwischen sich langsam bewegenden Flächen* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 93—94).

Nach der gewöhnlichen Annahme ist der statische Reibungscoefficient zwischen zwei sich aneinander reibenden Flächen grösser als der dynamische. Die Verfasser haben sich die Aufgabe gestellt, zu untersuchen, ob nicht bei sehr

geringen Geschwindigkeiten ein allmählicher Uebergang zwischen beiden stattfinde. Es müsste dann mit zunehmender Geschwindigkeit der Reibungscoefficient abnehmen. Zu den Versuchen diente eine 86.2 Pfund schwere Scheibe von Gusseisen, die 2′ im Durchmesser hatte; sie wurde durch eine Stahlaxe getragen, deren Enden kaum $^1/_{10}$″ dick waren und die in Einkerbungen ruhten, welche in Stücke des Materiales geschnitten waren, dessen Reibung gegen Stahl gemessen werden sollte. Die Scheibe wurde in Rotation versetzt und dann sich selbst überlassen; die Abnahme der Geschwindigkeit wurde folgendermaassen bestimmt: Ein $2^1/_2$ Zoll breiter Papierstreifen war um die Peripherie der Scheibe gelegt, über der ein Pendel, ohne sie zu berühren, hin und herschwang; an letzterem war ein feiner Glasheber befestigt, dessen eines Ende in ein stark electrisirtes Tintenfass tauchte, und dessen anderes sehr nahe an dem Papierstreifen vorbeiging und auf ihm bei der Entladung eine Reihe feiner Punkte verzeichnete. Es war so durch den Schreibapparat keine neue Reibung eingeführt (diese Methode ist von Sir William Thomson angegeben). Aus der verzeichneten Curve liess sich die Reibung unmittelbar bestimmen. Die Geschwindigkeiten variirten zwischen 0.0002′ und 0.01′ in der Secunde. Die eine der sich reibenden Oberflächen war stets Stahl, die andere resp. Stahl, Messing, Achat, Buche und „green-heart“ (ein hartes westindisches Holz); die Flächen wurden entweder trocken angewandt oder geölt oder mit Wasser benetzt. Der Reibungscoefficient nahm mit Abnahme der Geschwindigkeit zu für Stahl und Buche, Stahl und green-heart (geölt oder mit Wasser benetzt), und zwar um etwa 20 % des kleineren Werthes; die Grenze der Zunahme war bei den angewandten Geschwindigkeiten übrigens noch nicht erreicht. Eine Zunahme, wenn auch nicht so deutlich, ergab sich für die Reibung zwischen Stahl und Achat (mit Wasser benetzt). Eine sehr schwache und unsichere Zunahme zeigte Stahl auf Stahl (geölt). In allen anderen Fällen erwies sich die Reibung als vollommen unabhängig von der Geschwindigkeit. Aus den obigen Versuchen scheint in der That hervorzugehen, dass éin allmählicher

Uebergang zwischen dem statischen und dynamischen Reibungscoefficienten vorhanden ist. E. W.

X. ***L. Calderon.*** *Ueber die Eigenschaften des Resorcins* (C. R. LXXXIV. p. 1164—1166).

Der Verfasser hat die Dichte dreier Resorcinlösungen, die bei 10° resp. $^1/_2$, 1 und $1^1/_2$ Aequivalent desselben im Liter enthielten, bei 0°, 10° und 100° mittelst eines Pyknometers bestimmt. Daraus berechnet er unter der freilich nicht ganz statthaften Annahme, dass keine Contraction eintrete, das Molecularvolumen. Es ist dasselbe mit den Dichtigkeiten in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

emperatur:	0°			10°			100°		
halt d. Lösung:	$^1/_2$ Aeq.	1 Aeq.	$1^1/_2$ Aeq.	$^1/_2$ Aeq.	1 Aeq.	$1^1/_2$ Aeq.	$^1/_2$ Aeq.	1 Aeq.	$1^1/_2$ Aeq.
chtigkeit	1011.48	1023.17	1034.06	1011.11	1022.23	1033.32	964.05	976.64	987.41
Mol.-Vol. s Resorcins	86.82	86.72	87.22	87.36	87.52	87.63	87,9	87.94	89.27

Das mittlere Molecularvolumen des Resorcins ist hier 87.59. Man sieht, dass es sich von 0° bis 100° nur wenig verändert, während das bei dem geschmolzenen Resorcin in hohem Grade der Fall ist.

Gelöstes Resorcin hat bei 100° das Molecularvolumen 88.37; setzt man voraus, dass es hierbei in flüssigem Zustande sei, so müsste dasselbe = 91.09 sein (Differenz 2.72). Besser stimmt der aus dem Ausdehnungscoefficienten des festen Körpers bestimmte Werth 87.10 mit dem gefundenen überein. Hiernach kann man annehmen, dass das Resorcin in festem Zustande in der Flüssigkeit vertheilt sei. Dies wird bestätigt durch die Ausdehnungscoefficienten 0.0004919, 0.0004764, 0.0004721 der obigen drei Lösungen. Es nehmen dieselben mit der Menge des in der Lösung enthaltenen Wassers ab. Nimmt man an, dass Wasser und festes Resorcin in der Lösung gemengt enthalten

seien, so berechnen sich daraus die Ausdehnungscoefficienten zu resp. 0.0004863, 0.000465, 0.0004409; sie stimmen also innerhalb der Versuchsfehler mit den oben angegebenen überein, so dass man annehmen kann, dass das Resorcin in Lösung sich so verhält, wie wenn es fest und von der Flüssigkeit isolirt wäre. Zu einem ähnlichen Schlusse gelangte Berthelot bei den Hydraten von Salzen. C.

XI. *H. Schröder. Ueber einfache Volumverhältnisse vieler fester Verbindungen* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 848—853).

Die beistehende Tabelle enthält die vom Verf. angegebenen Werthe für das specifische Gewicht, das Molecular-Gewicht und Volumen, aus denen er die weiterhin wiedergegebenen Schlüsse zieht. Die Namen der Beobachter der specifischen Gewichte sind folgendermaassen abgekürzt: Buignet (B.), Husemann (H.), Joule und Playfair (J. u. P.), Kremers (K.), Pasteur (Pr.), Pettersson (Pn.), Poggendorff (Pf.), Richter (R.), Schiff (Sf.), Schröder (Sr.), Topsoe (T.).

Substanz	Spec. Gewicht	Mol.-Gew.	Molecularvolum.
Bernsteinsäure	1.55 R.; 1.552 H.; 1.567 Sr.	118	75.3—76.1; Mittel 75.8
Oxalsäurehydr., $C_2H_6O_6$	1.641 J. u. P.; 1.629 B.; 1.630 H.; 1.680 Sr.	126	76.4—77.4; Mittel 77.0
Oxalsaures Silber	5.005—5.029 Sr.; 4.96 H.	304	60.3—61.7; Mittel 60.9
Bernsteinsaur. Silber	3.807—3.858 Sr.; 3.518 H.	332	86.2—87.2 Sr.; 94.4 H.
Selensaures Silber	5.925 Pn.	—	60.4
Chromsaures Silber	5.52 Sr.	—	60.3
Weinsäure	1.75 R.; 1.75 Pr.; 1.764 Sf.; 1.739 B.; 1.754 Sr.	150	85.0—86.3; Mittel 85.6
Bleicarbonat, 2 Mol.	—	—	82.2
Ameisensaures Blei	—	—	64.3—65.2 Sr.
Bariumcarbonat, 2 Mol.	—	—	91.6
Ameisensaur. Barium	—	—	70.5—71.1 Sr.
Goldchlorid-salzsaur. Triäthylamin	2.197 T.	440	200.3

Substanz	Spec. Gewicht	Mol. Gew.	Molecularvolum.
Goldchlorid-salzsaur. Diäthylamin	2.436 T.	412	169.1
Silberoxyd	—	—	30.8 = 6 × 5.14
Silberacetat	3.222—3.259 Sr.	167	51.3—51.8 = 10 × 5.14
Silberbutyrat	2.353 Sr.	195	82.9 = 16 × 5.18
Silberisovalerianat	2.110—2.118 Sr.	209	98.7—99.0 = 19 × 5.19
Kohlensaures Silber	—	—	46.0 K.
Chlorsilber	—	—	25.7 = 5 × 5.14
Jodsilber	—	—	41.3 = 8 × 5.14
Tellursilber	—	—	41.1 = 8 × 5.14
Kohlenstoff als Graphit	2.316 Pf.	—	5.14
Volum d. Tartrate für *n*-Atome C, H u. O	—	—	$n \times$ (5.0 bis 5.2)
Volum d. Oxalate für *n*-Atome C, H u. O	—	—	$(n + 1) \times$ (5.0 bis 5.2)

Man erkennt, dass in den fettsauren Silbersalzen das Silber seine Stere = 5.14, welche zugleich die Stere des Kohlenstoffes in Graphitform ist, sehr genähert der ganzen Verbindung aufprägt, ferner, dass O, H und C im allgemeinen mit dem Volumen 5.2 ca. in Verbindungen eingehen, vorbehaltlich besonderer Expansionen, wodurch dann eine Verbindungsgruppe charakterisirt wird. Der Zusammensetzungsdifferenz CH_2 in analogen Verbindungen entspricht die Volumdifferenz 15.6 bis 15.8. Da Normalbuttersäure und Essigsäure sich in ihren Salzen von der Isovaleriansäure normal unterscheiden, so ist das Volumen der isomeren Arten fetter Säuren wahrscheinlich ein gleiches.

C.

XII. ***A. C. Christomanos.*** ***Das specifische Gewicht des Jodtrichlorids. Eine neue Methode zur Bestimmung des specifischen Gewichtes zersetzlicher Körper*** (Ber. d. chem. Ges. X. p. 782—789).

Da das Jodtrichlorid äusserst flüchtig ist und von den verschiedensten Flüssigkeiten entweder angegriffen oder von ihnen gelöst wird, so wägt der Verf. dasselbe unter

starker Abkühlung erst in Chlor, dann in Kohlensäure und bestimmt mit Hilfe des bekannten Gewichtsverhältnisses beider Gase das Volumen und Gewicht, also auch das specifische Gewicht des obigen Körpers. Da jedoch Gewicht (und Volumen) der verdrängten Gase sehr klein sind, dürfte diese Methode nur ungenaue Resultate liefern; der Verf. gibt übrigens selbst an, dass ihre Ausführung mehrfachen Fehlerquellen unterworfen ist. C.

XIII. ***A. Horstmann.*** *Ueber ein Dissociationsproblem* (Liebig Ann. CLXXXVII. p. 48—63).

Wie die Verdampfung, so kann auch die Dissociation durch den Druck der entstehenden Gase verhindert und rückgängig gemacht werden; bei letzterer wird derselbe nicht wie bei der ersteren vou einem einzigen Gase ausgeübt, sondern er setzt sich zusammen aus den Partialdrucken der gemengten gasförmigen Bestandtheile. Findet die Dissociation im luftleeren Raume statt, so sind dieselben immer in demselben Verhältnisse gemischt. Anders verhält es sich, wenn die Dissociation eines festen Körpers, dessen Bestandtheile gasförmig sind (Salmiak, carbaminsaures Ammon), bei Gegenwart eines Ueberschusses eines dieser Bestandtheile vor sich geht. Nach der vom Verf. aufgestellten Theorie wird, wenn man den Partialdruck des einen Bestandtheils vermehrt, der des anderen stets herabgedrückt. Experimentell wurde dies beim carbaminsauren Ammoniak nachgewiesen, welches sich leicht in 1 Mol CO_2 und 2 Mol. NH_3 dissociirt. Hier ist die Verminderung der Spannung des Ammoniaks durch Kohlensäureüberschuss grösser, als umgekehrt die der Kohlensäurespannung durch einen gleich grossen Ueberschuss von NH_3. Beim Salmiak, der aus gleichen Vol. NH_3 und HCl besteht, würde ein gleich grosser Ueberschuss eines jeden der Bestandtheile gleiche Aenderungen hervorbringen. Bezeichnen p_2 und p_3 die Partialdrucke der beiden Gase, in die ein fester Körper sich dissociirt, und m und n die Anzahl der Molecüle derselben, in die er zerfällt, so ist Gleichgewicht vorhan-

den, d. h. es erfolgt weder Bildung noch Zersetzung, wenn $p_2^m . p_3^n = \delta$, worin δ nach Horstmann eine Function der Temperatur allein bezeichnet. Für Salmiak ist $m = n = 1$ (er zerfällt in je ein Mol. NH_3 und HCl), also:

$$(1) \qquad p_2 . p_3 = \delta;$$

für carbaminsaures Ammon dagegen ist $m = 1$, $n = 2$ (es bilden sich 2 Mol. NH_3, 1 Mol. CO_2), also,

$$(2) \qquad p_2 . p_3^2 = \delta.$$

In jedem Falle muss der Partialdruck des einen Gases sinken, wenn der des anderen steigt, aber nach (2) nimmt durch Zunahme von p_3 der Druck p_2 der Kohlensäure stärker ab, als umgekehrt bei gleicher Zunahme von p_2 der Ammoniakdruck.

Nach Pfaundler's Theorie besteht Gleichgewicht in dem Gasgemisch über dem dissociationsfähigen Körper, wenn sich in der Zeiteinheit ebenso viel Molecüle der Verbindung bilden als zersetzen. Die Zahl der zersetzten Molecüle ist hauptsächlich durch die Temperatur bestimmt, unabhängig von der Zusammensetzung des Gasgemisches, während die Zahl der sich bildenden von letzterer abhängt; sie ist bedingt von der Häufigkeit des Zusammentreffens der Theilmolecüle; je öfter die CO_2-Molecüle mit NH_3-Mol. zusammentreffen, um so mehr Molecüle carbaminsauren Ammoniaks werden gebildet. Da zur Bildung von 1 Mol. desselben 2 Mol. NH_3 auf 1 Mol. CO_2 nöthig sind, so bedingt die Vermehrung der Zahl der Molecüle des einen Gases nicht in beiden Fällen die gleiche Verminderung derer des anderen. Da aber die Anzahl der Gasmolecüle dem Drucke des Gases proportional ist, so findet man durch Wahrscheinlichkeitsrechnung obige Gleichung.

Zur Vergleichung von Theorie und Experiment fasst man bequemer das Gasgemisch auf als bestehend aus einem Ueberschuss von CO_2 oder NH_3, dessen Partialdruck P sei, und carbaminsauren Ammondampf mit dem Partialdruck p im luftleeren Raume und p_1 in Gegenwart des überschüssigen Gases. Wir transformiren dann unsere

frühere Gleichung. Für das Ammoniumcarbamat ist in unserer Gleichung $p_1 = \frac{3}{2} p_3$ und $P = p_2 - \frac{1}{2} p_3$, also $\frac{4}{9} p_1^2 (P + \frac{1}{3} p_1) = \delta$, wenn CO_2 im Ueberschusse, $p_1 = 3 p_2$ und $P = p_3 - 2 p_2$, also $\frac{1}{3} p_1 (P + \frac{2}{3} p_1)^2 = \delta$, wenn NH_3 im Ueberschusse vorhanden ist. p_1 wird stets kleiner, wenn P wächst; die Dampfspannung ist im leeren Raume, d. h. für $P = 0$ am grössten; es ist dann $\frac{4}{27} p^3 = \delta$. Ersetzen wir δ durch p und schreiben: $\frac{P}{p} = x$ und $\frac{p_1}{p} = y$, so ist für CO_2-Ueberschuss: $(3x + y) y^2 = 1$, und für NH_3-Ueberschuss: $y (\frac{3}{2} x + y)^2 = 1$.

Aus zahlreichen Versuchen ergab sich eine befriedigende Bestätigung der Theorie, soweit dies bei den schwierigen Versuchen und bei der nicht strengen Gültigkeit des Mariotte'schen Gesetzes zu erwarten war. Die Dissociationsspannung D ist bei Gegenwart eines der Zersetzungsproducte stets kleiner als im leeren Raume; indifferente Gase (Luft) bewirken dagegen keine merkliche Aenderung derselben. Wächst der Druck des überschüssig vorhandenen Bestandtheils, so nimmt die Verminderung von D entsprechend den obigen Gleichungen zu. D wird bei allen Temperaturen durch denselben Bestandtheil in demselben Verhältniss vermindert, wenn der Druck des vorhandenen Ueberschusses zu der Dissociationsspannung im leeren Raum, welche der Versuchstemperatur entspricht, in demselben Verhältnisse steht. Die Versuchstemperaturen lagen zwischen 17 und 22°; D beträgt für das Ammoniumcarbamat im Vacuum nach Naumann 50—70 Mm. Betrug der Druck des CO_2-Ueberschusses etwa das Doppelte, resp. Sechsfache der entsprechenden Dissociationsspannung im Vacuum, so war diese Spannung auf etwa 40 resp. 20% des ursprünglichen Werthes herabgedrückt. Die Spannkraftsverminderung bei Gegenwart von NH_3 war beträchtlicher, als nach der Theorie zu erwarten war; bei doppeltem Drucke war die Tension nur 10, bei dem sechsfachen nur 2—3% des ursprünglichen Werthes. C.

XIV. ***J. R. Harrison.*** *Ueber die Diathermansie des Steinsalzes* (Phil. Mag. (5) III. p. 424—428).

Hr. Harrison glaubt durch die folgenden Versuche bewiesen zu haben, dass die von Melloni beobachtete und allgemein angenommene Zahl für die Diathermansie des Steinsalzes (92.3 % der auffallenden Wärme) eine viel zu grosse ist. Er wandte zwei von 0—200° C. getheilte Thermometer an, *A* und *B*, jedes von 3 Zoll Länge, mit Kugeln von 0.1 Zoll Durchmesser. *B* war, durch ein wenig um seinen Knopf gewundene, ungesponnene Seide befestigt, vollständig von den beiden zusammengekitteten Hälften eines 3.5 Zoll langen, 0.1 Zoll dicken Steinsalzgehäuses *S* eingeschlossen, so dass die Thermometerkugel 0.1 Zoll von dem Steinsalz abstand. *A* und *S* mit *B* waren mittelst eines Korkes in einem 12 Zoll langen und 1.5 Zoll weiten Probirglase *T* so befestigt, dass die Kugeln von *A* und *B* um 1 Zoll von einander entfernt waren. Das Ganze wurde zuerst in eine Kältemischung gehalten, bis beide Thermometer 0° angaben, darauf mittelst eines zweiten Korkes in ein Gefäss *V* mit Wasser eingesetzt, das soeben bis zum Sieden erhitzt war, und der Stand der beiden Thermometer von Minute zu Minute beobachtet. Dabei ergab sich, dass *A* sich sehr viel schneller erwärmte als *B*; ersteres Thermometer erreichte nach 7 Minuten eine Maximaltemperatur von 71°, während *B* eine solche von 64° erst nach 17 Minuten annahm. Senkte man beide wieder in die Kältemischung, so kühlte sich *A* viel rascher als *B* ab.

Diese viel langsamere Erwärmung, resp. Erkaltung von *B* beweist dem Verfasser, dass sie nicht einer durch durch das Steinsalzgehäuse hindurchgelassenen, sondern von diesem selbst ausgehenden Bestrahlung zuzuschreiben sei, indem das Salz die auf die eine Fläche auffallende Wärme absorbirte und nach der entgegengesetzten fortleitete. Doch dürfte die scheinbare Abweichung von dem Resultate Melloni's vielleicht auch dadurch sich erklären lassen, dass das Glasgefäss *T*, nachdem es in *V* eingesenkt

ist, sich schnell erwärmt, das Salz S hingegen, wenn es wirklich die grosse, bisher angenommene Diathermansie besitzt, noch lange kalt bleibt, und so A in den ersten Minuten auch durch die umgebende Luft beständig Wärme zugeführt erhält, während B durch eigene Ausstrahlung und durch Luftberührung einen Theil der absorbirten Wärme wieder verliert.

Ein anderer Versuch Harrison's, bei welchem er ein mit Wachs überzogenes Blatt Löschpapier über eine zur Rothglut erhitzte Kupferstange brachte und, wenn er eine kleinere, 0.05 Zoll dicke Steinsalzplatte dazwischen aufstellte, die Umrisse derselben von dem geschmolzenen Wachs scharf abgezeichnet fand, beweist wohl auch nur, dass das Steinsalz nicht vollständig durchstrahlig ist, und es könnte vielleicht auch hier die Luftschicht zwischen der Platte und dem unmittelbar darüber befindlichen Löschpapiere von Bedeutung sein. E. L.

XV. ***P. Desains.*** ***Ueber das Drehungsvermögen des Quarzes für die dunkeln Wärmestrahlen*** (C. R. LXXXIV. p. 1056—1060).

Die vorliegenden schon 1866 begonnenen Versuche wurden mit einem Apparat angestellt, der sich von dem gewöhnlich benutzten, von Nobili und Melloni construirten, im wesentlichen nur durch grössere Festigkeit und beträchtlichere Dimensionen unterscheidet. Als Wärmequelle diente eine Lampe von Bourbouze und Wiesnegg. Der Polarisator war um eine horizontale Axe messbar drehbar, der Analysator war fest und mit einem Spalt versehen. Nachdem die Strahlen durch diesen gegangen, fielen sie auf ein so aufgestelltes Flintglasprisma, dass die Einfallsebene parallel oder senkrecht zu der Polarisationsebene der einfallenden Strahlen stand. Die Oeffnung der Thermosäule betrug kaum 0.001 M., d. h. ungefähr ein Zwanzigstel der Gesammtausdehnung des dunkeln Spectrums.

Für jede Stellung der Thermosäule überzeugte man sich vor der Einschaltung des Quarzes, dass die Maxi-

malwirkung eintrat, wenn der mit dem Polarisator verbundene Nonius auf Null stand. Nach einer Drehung um 90° war dann die Wirkung Null, und zwischen beiden Stellungen änderte sie sich genau nach dem Gesetz von Malus. Setzte man die drehende Platte ein, so war das Azimuth, bei dem Auslöschung eintrat, ein anderes, man bestimmte dann angenähert seinen neuen Werth und erhielt so gleichfalls angenähert die Grösse D der Drehung der Polarisationsebene. Hierauf brachte man den Polarisator in die Lagen $D + 45^0$ und $D - 45^0$, ermittelte die ihnen entsprechenden Ausschläge des Galvanometers, a und b, und erhielt aus der Gleichung $\cos^2 x = \frac{a}{a+b}$, den Winkel x, um den die angenähert bestimmte Rotation von der Lage $D + 45^0$ abweicht. $a + b$ muss übrigens stets denselben Werth besitzen.

Die Versuche bestätigen zunächst: dass auch für die dunkeln Strahlen die Drehung proportional der Dicke der Quarzplatte ist.

Ferner ergaben sich für eine Platte von 1 Mm. Dicke Drehungen für die dunkeln Wärmestrahlen, die in Bezug auf das extreme Roth symmetrisch liegen zum:

Gelb	Grün-gelb	Grün-blau	Blau	Indigo-Violett	Vorgerücktes Violett
6.8°	6°	2.9°	2.08°	1°	0.33°

Man sieht also, dass für die Wärmestrahlen von sehr geringer Brechbarkeit die Drehung sehr klein wird. Daher hat Desains die Versuche nicht noch weiter im Spectrum fortgeführt.

E. W.

XVI. *A. Terquem. Zur Theorie der Kältemaschinen* (C. R. LXXXIV. p. 602—604. 648—650).

Die Kältemaschinen, wie die mit Aether, flüssiger schweflichter Säure, Luft sind als umgekehrte Motormaschinen zu betrachten, da bei ihnen das angewandte Agens dem zu erkaltenden Körper eine Wärmemenge q entzieht und auf einen zweiten Körper eine um die verbrauchte

Arbeit grössere, Q überträgt. Damit der theoretische Nutzeffect: $\frac{q}{Q-q}$ einer Kältemaschine mit Luft den Maximalwerth erreiche, hat Hr. Linde folgenden Kreisprocess angegeben, bei welchem in der That die Differenz der Temperaturen, zwischen denen die absorbirte Wärme q übergeführt wird, ein Minimum ist: 1) die Luft wird unter Abgabe der Wärmemenge Q bei einer Temperatur T_1 längs der Isotherme AB comprimirt; 2) sie dehnt sich längs der Linie BC, von T_1 zu einer niedrigeren Temperatur T_0 übergehend, aus, indem sie einem immer mit ihr in Berührung und auf gleicher Temperatur befindlichen Körper die Wärmemenge q entzieht; 3) sie comprimirt sich längs der Adiabate AC und kehrt in den Anfangszustand zurück. Bedeutet M die Wärmecapacität des zu erkaltenden Körpers, d. h. das Product aus Gewicht und specif. Wärme, C und c die specif. Wärmen der Luft bei constantem Druck und Volumen, so ist die Differential- und Integralgleichung für BC:

(1) $dQ = -Mdt = \frac{c\,T\,dp}{p} + \frac{C\,T\,dv}{v}$, (2) $p\,v^{\frac{M+C}{M+c}} = \text{const.}$

Die von der Luft längs BC absorbirte Wärme ist $M(T_1 - T_0)$, und für den Nutzeffect bei diesem Kreisprocess findet man mit Hülfe des Carnot'schen Satzes:

$$\frac{q}{Q-q} = \frac{T_1 - T_0}{T_1 \log.\frac{T_1}{T_0} - (T_1 - T_0)}. \tag{3}$$

Dieser Werth ist jedoch, wie Terquem beweist, nicht der einzige, welcher dem Maximum des Nutzeffectes entspricht. Wählt man nämlich für CA anstatt der Adiabate eine beliebige Linie, längs welcher die Wärmemenge ΣdQ absorbirt wird, so ergibt sich:

$$\frac{q}{Q-q} = \frac{M(T_1 - T_0) + \sum_{T_0}^{T_1} dQ}{M\left[T_1 \log.\frac{T_1}{T_0} - (T_1 - T_0)\right] - \sum_{T_0}^{T_1} dQ + T_1 \int_{T_0}^{T_1} \frac{dQ}{T}},$$

und der Nutzeffect bei diesem Kreisprocess ist folglich dem bei dem Linde'schen gleich, wenn:

$$\frac{\int_{T_0}^{T_1} \frac{dQ}{T}}{\log. \frac{T_1}{T_0}} = \frac{\sum_{T_0}^{T_1} dQ}{T_1 - T_0}, \quad \text{also: } dQ = \pm M' dt$$

gesetzt wird. Da die Luft sich hierbei erwärmt und Wärme absorbiren muss, so ist das positive Vorzeichen zu wählen, woraus sich für die Linie CA die Gleichung ergibt:

(4) $$p v^{\frac{-M'+C}{-M'+c}} = \text{const.}$$

Längs der Linie CA kann die Luft dabei eine Flüssigkeit erkalten, die im umgekehrten Sinne wie sie circulirt.

Für eine Kältemaschine mit Luft erreicht man also das Maximum des Nutzeffectes bei unendlich vielen Kreisprocessen, die alle aus drei Linien von der Gleichung (2) bestehen. Für die Linie AB nämlich ist $M = \infty$, für BC $M > 0$ und gleich der Wärmecapacität des zu erkaltenden Körpers und für CA ist $M = -M' < 0$, und $M'(T_1 - T_0)$ gleich der längs CA absorbirten Wärmemenge.

Diesen Satz wendet der Verf. auf die Maschinen von Windhausen und von Giffard an, bei welchen die atmosphärische Luft zuerst in einer Pumpe durch Einspritzung von kaltem Wasser bei constanter Temperatur comprimirt wird, dann in einer zweiten Pumpe sich ausdehnt und aus der Maschine ausströmt, um ihre Kältewirkung nach aussen hervorzubringen. Hier ist $M = 0$, $M' = C$ zu setzen. Es kann hier jedoch in Wirklichkeit niemals der grösste Nutzeffect erreicht werden, da die Luft stossweise ausströmt, sich nur schwierig mit der Umgebung vermengt und diese daher nur von einer weit unter T_1 liegenden Temperatur T_2 an abkühlt. Um unter diesen Verhältnissen die Maximalleistung zu erhalten, müsste man die Luft nach der Durchschreitung von AB zuerst sich längs einer Adiabate bis T_2 abkühlen, dann sich und den betreffenden Körper bis T_0 erkalten und längs einer zweiten Adiabate bis T_1 sich wieder erwärmen lassen. Der Nutzeffect bei diesem

Kreisprocess, welcher für $T_2 = T_0$ in den Carnot'schen übergeht, ist kleiner als bei dem obigen, nämlich:

$$\frac{q}{Q-q} = \frac{T_2 - T_0}{T_1 \log \frac{T_2}{T_0} - (T_2 - T_0)},$$

und einen noch kleineren Werth hat er bei den genannten Maschinen:

$$\frac{q}{Q-q} = \frac{T_2 - T_0}{T_1 \log \frac{T_1}{T_0} - (T_1 - T_0)}.$$

Als geeignetste Benutzung der Kältemaschinen mit Luft schlägt Terquem vor, eine Salzlösung während der Ausdehnung der Luft (längs BC) abzukühlen, welche dann zur Erkaltung anderer Körper ausserhalb der Maschine dienen kann. Auch so glaubt er, dass die Vortheile dieser Maschinen vor denen mit Ammoniak z. B., welche in ihrer einfachen Construction, in der Billigkeit des Agens, und in dem zu erreichenden hohen Kältegrade bestehen, nicht ihre grossen Nachtheile werden aufwiegen können: nämlich ihre grossen Dimensionen, die daraus entspringenden grossen Widerstände und die geringe Aenderung der Temperaturen T_1 und T_0, zwischen denen eine Maschine functioniren kann. E. L.

XVII. ***J. L. Soret und Ed. Sarasin.*** *Ueber die Drehung der Polarisationsebene durch den Quarz* (C. R. LXXXIV. p. 1362—1365).

Die Verfasser haben ihre früheren Untersuchungen, die sich auf die Strahlen zwischen A und R bezogen auf Strahlen von noch grösserer Brechbarkeit ausgedehnt; sie benutzten dazu die Linien des Cadmiums, deren Wellenlängen von Mascart bestimmt worden sind. Als Lichtquelle dienten sehr starke Inductionsfunken, die zwischen zwei Cadmiumspitzen übersprangen; ihnen sehr nahe war der Spalt eines Spectroskopes aufgestellt, daran schloss sich ein System von Quarzlinsen mit kurzer Brennweite, die das Licht in ein horizontales Bündel concentrirten. In einer Entfernung von etwa 1.5 M. fiel dasselbe senkrecht

auf einen Polarisator, dann auf den drehenden Quarz, hinter dem das Kalkspathprisma des Spectroskopes aufgestellt war; dasselbe diente zugleich als Analysator. Das Beobachtungsfernrohr besass ein Quarzobjectiv und ein Fluorescenz-Ocular mit einer Uranglasplatte.

Die folgende Tabelle enthält die mit einer etwa 30 Mm. dicken Quarzplatte erhaltenen Resultate, sie sind das Mittel aus 20—120 gut übereinstimmenden Einzelbestimmungen, die alle mittelst der Formel von V. v. Lang auf die Temperatur von 20⁰ reducirt wurden. Die Nummern der Streifen entsprechen den von Mascart angegebenen. XXV und XXVI sind Streifen, die noch brechbarer sind, als der von Mascart angegebene Streifen 25, den die Verfasser aber nicht haben wiederfinden können.

Nummer der Streifen	λ	Drehungswinkel		
		Beobachtet	Berechnet	Differenz
9	360.75	63.268⁰	64.192⁰	+0.924⁰
10	346.45	69.454	70.517	+1.063
11	340.30	72.448	73.535	+1.087
12	328.75 (?)	80.459	79.763	—0.696
17	274.34	121.052	123.646	+2.594
18	257.42	143.266	145.060	+1.794
23	231.83	190.402	189.964	—0.438
24	226.56	201.803	angenommen	0
XXV	—	220.731	—	—
XXVI	—	235.961	—	—

Die einzelnen Beobachtungen dürften bis auf 1 oder 2 Zehntel Grad sicher sein. Die Columne berechnet enthält die nach der Formel von Boltzmann $\varphi = \frac{B}{10^6\lambda^2} + \frac{C}{10^{12}\lambda^4}$ erhaltenen Werthe, wenn man $B = 7.04860$ und $C = 0.16989$ aus den beobachteten Drehungen für die D-Linie und dem 23. Cadmiumstreifen bestimmt. Die letzte Columne enthält die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Werthen, die mit zwei Aus-

nahmen stets positiv sind, so dass es nöthig erscheinen dürfte, auch noch ein drittes Glied der Formel mit zu berücksichtigen. Dass im wesentlichen die Boltzmann'sche Formel richtig ist, scheint auch aus den Versuchen von Desains zu folgen, nach denen für sehr grosse Wellenlängen der Drehungswinkel sich der Null nähert.

E. W.

XVIII. ***J. Macé.*** *Untersuchungen über die künstlich erzeugte Doppelbrechung* (C. R. LXXXIV. p. 1024—1026).

Herr Macé berichtet über Arbeiten, die er zur Feststellung der Gesetze der Doppelbrechung in gekühlten Gläsern angestellt hat. Dieselben bestanden zunächst in mikrometrischen bis auf mindestens 0.1 Mm. genauen Messungen der Lage der isochromatischen Curven. Ueber die Einrichtung des Mikrometers enthält die vorliegende Notiz keine genügenden Angaben.

In allen Fällen ergab sich mit grosser Genauigkeit für die Wegdifferenz der beiden Strahlen, gemessen auf Linien, parallel zu den Seiten der rectangulären Platte das Gesetz:

$$y = A(k^x + k^{-x}),$$

wo x von der Mittellinie der Platte gerechnet ist. Nimmt man als Einheiten für y eine halbe Wellenlänge, für x einen Centimeter, so war z. B. für eine quadratische Platte $A = 0.0124$, $k = 100.5$, für eine oblonge $A = 2.53$, $k = 2.99$.

Macé glaubt nicht, dass die entoptischen Farben durch eine regelmässige Wirkung der äusseren, zuerst erhärteten Schichten auf die inneren eben erstarrenden hervorgebracht werden; vielmehr ergab sich als Resultat weiterer unter verschiedenen Bedingungen angestellter Experimente, hinsichtlich deren er freilich nicht einmal eine entfernte Andeutung gibt, die Nichtübereinstimmung der beiden Arten von Phänomenen (also jedenfalls wohl der Erscheinungen in gekühlten und der in solchen Gläsern, bei denen auf irgend welche Art die von Neumann angenommene Reaction der äusseren auf die inneren Schichten mechanisch nachgeahmt wurde). —

Das Gegentheil, nämlich eine auffallende Analogie ergab sich bei der Vergleichung der durch die Härtung bedingten bleibenden, und der während einer regelmässigen Erwärmung von aussen her auftretenden temporären Farbenerscheinungen. In der gehärteten wie in der erhitzten Platte vertheilen sich die Verzögerungen in der nämlichen Weise. Zn.

XIX. *L. Calderon. Optische Untersuchung der Zuckerkrystalle* (ZS. f. Krystgr. I. p. 73—74).

Um die Brechungsexponenten des Zuckers zu bestimmen, wurden aus einem sehr grossen durchsichtigen Krystall zwei Prismen geschnitten, deren brechende Kanten der Symmetrieaxe parallel waren, von denen aber das erste, I durch die erste, das zweite, II durch die zweite Mittellinie halbirt wurde. Auf die Schliffflächen wurden dünne Glasplättchen gekittet. Es ergaben sich für die Linien des Lithiums, Natriums und Thalliums:

Prisma I. Brechend. Winkel 42°.47′				Prisma II. Brech. Winkel 54°.46′			
	Li	Na	Tl		Li	Na	Tl
β	1.5636	1.5660	1.5675	β	1.5641	1.5674	1.5695
γ	1.5693	1.5716	1.5734	α	1.5379	1.5397	1.5422

Nehmen wir aus den beiden Werthen von β das Mittel, so ergeben sich die wahren Axenwinkel für Li: 48° 53′, Na: 48° 22′, Tl. 47° 52′. Beobachtet man die scheinbaren Axenwinkel direct und berechnet mit Hülfe von β die wahren, so werden sie für Li: 47° 56′, Na: 48°, Tl. 48° 8′.

Zu beachten ist, dass die Reihenfolge der Axenwinkel für die verschiedenen Farben in den beiden Reihen gerade die umgekehrte ist. Es erklärt sich dies aus der Ungenauigkeit der Brechungsexponenten, die nur bis auf die dritte Decimale richtig sein können; demnach dürften die letzteren Zahlen die richtigeren sein. Es ist daher $\varrho < v$ und die Dispersion der optischen Axen sehr klein; die Dispersion der Mittellinien ist, wie sich aus der Betrachtung der Hyperbeln der beiden Ringsysteme im Interferenzbild ergab, fast Null. E. W.

XX. ***A. Arzruni. Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Brechungsexponenten der natürlichen Salze des Baryum, Strontium und Blei*** (ZS. f. Krystgr. I. p. 165—192).

Die einzigen Bestimmungen über Aenderungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in Krystallen, rühren von Rudberg, Fizeau und Van der Willigen her und beziehen sich nur auf Kalkspath, Quarz und Arragonit. Arzruni hat seine Versuche an drei anderen Substanzen, Baryt, Coelestin und Anglesit angestellt, die besonders grosse Aenderungen der Brechungsexponenten nach den von Descloiseaux beobachteten starken Aenderungen der Winkel der optischen Axen erwarten liessen. Das benutzte Instrument und der Erwärmungsapparat sind in (Groth, Physikal. Krystallogr. p. 464 u. f. beschrieben). Die Winkel der Prismen wurden bei jeder Temperatur von neuem bestimmt, und stets wurde auf das Minimum der Ablenkung eingestellt. Als Lichtquelle diente die Natriumflamme und die Wasserstofflinien *C* und *F*. Die Beobachtungstemperaturen waren 20°, 50°, 75°, 100°, 150°, 200°, und es wurden stets erst dann die Messungen angestellt, wenn die Temperaturen längere Zeit constant geblieben waren. Versuche bei auf- und absteigenden Temperaturen zeigten, dass weder die Krystallwinkel noch die Grösse der Ablenkung permanente Aenderungen erfahren hatten.

Aus jeder Substanz wurden drei Prismen geschliffen, deren brechende Kanten je einer der Elasticitätsaxen parallel waren. Der brechende Winkel betrug bei den Baryt- und Coelestinprismen 56°, bei den Anglesitprismen 44°. Die Winkel der optischen Axen wurden an passend geschliffenen Platten gemessen, da die aus den Brechungsexponenten berechneten nicht sehr genaue Werthe ergeben können. Die Benennung der Flächen ist derart, dass die drei isomorphen Verbindungen so aufgestellt sind, dass die vollkommensten Spaltbarkeiten der Basis (001) und dem Prisma (110), die weniger vollkommenen dem Brachypinakoïd (010) entsprechen; als primäre Pyramide wurde die gewählt, die eine doppelt so grosse Verticalaxe besitzt, als

das beim Baryt und Coelestin am stärksten entwickelte Makrodoma (102). Es ist dann bei den obigen drei Substanzen das Verhältniss der Axen $a:b:c$ beim Baryt 0.7622 : 1 : 1.2416, beim Coelestin 0.76964 : 1 : 1.25506, beim Anglesit 0.78516 : 1 : 1.28939. Die Ebene der optischen Axen ist (010), die erste Mittellinie und Axe der kleinsten Elasticität a, die Dispersion $\varrho < v$.

Die erste der folgenden Tabellen enthält in der ersten Columne die Fraunhofer'schen Linien, auf die sich die einzelnen Messungen beziehen, unter t die Temperaturen, unter α, β, γ die Mittel der an den einzelnen Prismen für sie beobachteten Werthe. Die zweite Tabelle gibt erstens die Winkel der optischen Axen $2\,V$, berechnet aus directen Beobachtungen ε und ε' für dieselben an je zwei Platten. Für den Baryt war die eine Platte senkrecht zur ersten Mittellinie geschliffen, die zweite Platte war von der natürlichen Fläche 102 begrenzt. Beim Coelestin war die Normale der ersten gegen die erste Mittellinie um $11^1/_2{}'$ geneigt, bei der zweiten waren die Flächen parallel (102). Beim Anglesit war die eine Platte parallel (102), die Normale der anderen war um $22^0\,14^1/_2{}'$ gegen die von (100) geneigt. Zugleich sind noch die Winkel der optischen Axen, wie sie sich aus α, β, γ berechnen lassen, angeführt, sie stimmen, wie zu erwarten, mit den ersten nur mässig überein.

Für Coelestin ergaben sich bei 16^0 die Winkel der optischen Axen für Lithium-, Natrium- und Thallium-Licht zu $2\,E\,Li = 87^0\,2'$, $2\,E\,Na = 88^0\,38'$, $2\,E\,Tl = 89^0\,55^1/_2{}'$.

Aus den Zahlen ergibt sich, dass die Brechungsexponenten für alle drei Körper und für alle drei Farben mit zunehmender Temperatur abnehmen, wie dies, mit Ausnahme des Kalkspaths, auch für die übrigen krystallinischen Substanzen der Fall ist. Die Abnahme ist jedoch bei demselben Körper für die verschiedenen Strahlen verschieden und nicht direct der Temperatur proportional; ferner erfährt für die Richtung der kleinsten, mittleren und grössten Lichtgeschwindigkeit dies selbst den resp. grössten, kleinsten und einen mittleren Zuwachs, so dass sich also die kleinste Lichtgeschwindigkeit der mitt-

Tabelle I.

		Baryt			Coelestin			Anglesit		
	t	α	β	γ	α	β	γ	α	β	γ
C	20	1.63351	1.63457	1.64531	1.61954	1.62120	1.62843	1.86981	1.87502	1.88630
	50	1.63322	1.63403	1.64458	1.61916	1.62095	1.62797	1.86903	1.87431	1.88531
	75	1.63275	1.63372	1.64419	1.61892	1.62072	1.62760	1.86866	1.87388	1.88458
	100	1.63238	1.63330	1.64352	1.61862	1.62044	1.62717	1.86803	1.87337	1.88380
	150	1.63166	1.63269	1.64253	1.61789	1.61984	1.62630	1.86666	1.87207	1.88200
	200	1.63070	1.63197	1.64145	1.61707	1.61913	1.62535	1.86174	1.87075	1.87994
D	20	1.63609	1.63712	1.64795	1.62198	1.62367	1.63092	1.87709	1.88226	1.89365
	50	1.63571	1.63674	1.64722	1.62158	1.62342	1.63049	1.87632	1.88162	1.89277
	75	1.63540	1.63634	1.64677	1.62127	1.62315	1.63009	1.87590	1.88117	1.89207
	100	1.63503	1.63604	1.64635	1.62099	1.62289	1.62968	1.87520	1.88070	1.89124
	150	1.63420	1.63534	1.64522	1.62023	1.62226	1.62872	1.87377	1.87938	1.88940
	200	1.63332	1.63463	1.64414	1.61947	1.62157	1.62778	1.87247	1.87820	1.88740
	20	1.64254	1.64357	1.65469	1.62790	1.62960	1.63697	1.89549	1.90097	1.91263
	50	1.64211	1.64308	1.65384	1.62747	1.62933	1.63651	1.89483	1.90021	1.91174
	75	1.64167	1.64282	1.65350	1.62714	1.62913	1.63615	1.89438	1.89985	1.91099
	100	1.64140	1.64244	1.65287	1.62687	1.62881	1.63572	1.89370	1.89947	1.91031
	150	1.64060	1.64177	1.65189	1.62609	1.62822	1.63473	1.89243	1.89824	1.90854
	200	1.63982	1.64112	1.65084	1.62530	1.62756	1.63387	1.89110	1.89703	1.90644

Tabelle II.

t	$2V$ aus ε u. ε'	$2V$ aus $\alpha\beta\gamma$
Baryt		
20	37° 28′	34°
50	38° 43′	35
75	39° 28′	34
100	40° 15′	35
150	42° 6′	38
200	44° 18′	41
Coelestin		
20	51° 12′	51 3/4°
50	52° 23 1/2′	54
75	53° 31′	55 1/4
100	54° 19′	56
150	56° 23′	58 3/4
200	58° 35′	60 1/4
Anglesit		
20	75° 24′	68°
50	77° 40′	69 1/2
75	79° 37′	70
100	82° 44′	72
150	85° 43′	73 1/2
200	89° 17′	77

leren nähert, dagegen sich die grösste von ihr um einen geringeren Betrag entfernt. Die Doppelbrechung nimmt demnach mit der Temperatur ab. Dass die Abnahme des Brechungsexponenten mit der Temperatur am rothen Ende des Spectrums am stärksten ist, zeigt sich am deutlichsten beim Anglesit, bei dem also mit steigender Temperatur der Brechungsexponent abnimmt, die Dispersion aber wächst, in geringerem Grade findet dasselbe bei α und β beim Baryt statt, ein entgegengesetztes Verhalten zeigt sich für α beim Coelestin, da aber γ beim Baryt und β und γ beim Coelestin schwankende Resultate liefern, so ist es noch nicht möglich, weitere Schlüsse zu ziehen.

Die optischen Aenderungen der Eigenschaften verlaufen demnach bei den drei isomorphen Krystallen nahezu analog. Die Unterschiede der Ausdehnungscoefficienten derselben nach drei zu einander senkrechten Richtungen ergeben sich unmittelbar aus den Aenderungen der Prismenwinkel. Es ergibt sich dann, wenn $\mathfrak{a}$, $\mathfrak{b}$, $\mathfrak{c}$ die Richtung der grössten, mittleren und kleinsten Lichtgeschwindigkeit bezeichnet, für den Sinn der Ausdehnung, durch die Wärme bei:

Baryt $\mathfrak{b} > \mathfrak{a} > \mathfrak{c}$, Coelestin $\mathfrak{b} = \mathfrak{c} > \mathfrak{a}$, Anglesit $\mathfrak{c} > (\mathfrak{a} = \mathfrak{b})$.

Eine einfache Beziehung zwischen der Lichtgeschwindigkeit und der Ausdehnung durch die Wärme besteht demnach nicht; zu genaueren Vergleichungen müsste man aber die absoluten Ausdehnungscoefficienten kennen, die aber leider noch nicht bestimmt sind. Für die mittleren fand Fizeau für die Temperatur für 40° $\vartheta = \alpha_\vartheta$, und dessen Aenderung $\frac{\varDelta\alpha}{\varDelta\vartheta}$ für:

Baryt	$\alpha = 0.00001806$	$\frac{\varDelta\alpha}{\varDelta\vartheta} = 0.95$
Coelestin	$\alpha = 0.00001754$	„ $= 1.15$
Anglesit	$\alpha = 0.00002194$	„ $= 2.07.$

Hieraus liessen sich mit Hülfe der durch die Aenderungen der Prismenwinkel bestimmten relativen wohl die absoluten berechnen, freilich nur mit geringer Genauigkeit. Fizeau wird übrigens bald directe Messungen mittheilen. E. W.

XXI. *C. Bodewig. Ueber die Krystalle des Biacetylphenolphtalein* (ZS. f. Krystgr. I. p. 72).

Der genannte Körper $C_{20} H_{12} O_4 (C_2 H_3 O)_2$ wurde von A. Baeyer (Ber. d. chem. Ges. IX. p. 1232) dargestellt. Er krystallisirt tetragonal ($a:c = 1:1.3593$). Die Krystalle drehen theils positiv, theils negativ. Zwei links drehende 1.340 Mm. und 1.5055 Mm. dicke Platten ergaben für 1 Mm. Dicke eine Drehung für die Lithiumplatte von 17.3° und 17.1°, für die Natriumlinie von 19.7° und 19.7°, für die Thalliumlinie von 24.0° und 23.8°. E. W.

XXII. *Jos. Thomson. Versuche über Contactelectricität zwischen Nichtleitern* (Phil. Mag. (5) III. p. 389—392).

Die in dem Universitätslaboratorium zu Manchester ausgeführten Experimente beziehen sich auf den Volta'schen Fundamentalversuch zwischen Isolatoren. Eine halb aus Glas, halb aus Wachs (resp. aus anderen Substanzen) bestehende Platte wird horizontal auf ausgespannte Seidenfäden gelegt. Ueber der Trennungsfläche der beiden Substanzen schwebt die eine Hälfte einer an einem verticalen Seidenfaden aufgehängten und mit einem kleinen Spiegel versehenen Aluminiumnadel. Wurde dieselbe + oder − geladen, so zeigte sie einen Ausschlag nach der einen oder nach der anderen Seite, und daraus ergab sich, dass Glas + war gegen Wachs, Harz, Paraffin und Schwefel, Letzterer − gegen Zink und Vulkanit.

Um die zufälligen Electricitätsreste zu eliminiren, welche auf der Platte durch Berührung etc. bei der Aufstellung vorhanden sein konnten, wurde das Experiment mindestens einen Tag, oft auch erst eine Woche nach der letzteren vorgenommen.

Ein anderer Versuch, bei welchem in einem Thomson'schen Quadrantenelectrometer eine halb aus Glas, halb aus Siegellack bestehende Nadel angewendet wurde, zeigte in ähnlicher Weise 10 Tage nach der Aufstellung die Glashälfte +, die Siegellackhälfte − geladen.

Eine Vergleichung mit dem Verhalten der Metalle unter ähnlichen Umständen, sowie quantitative Bestimmungen sind nicht gegeben, jedoch stellt der Verfasser sowohl Letztere, als auch die Ausdehnung der Versuche auf weitere Substanzen in Aussicht. W. F.

XXIII. ***Carey Lea.*** ***Ueber die photochemische Empfindlichkeit verschiedener Silbersalze*** (Sill. J. (3) XIII. p. 369 bis 371).

Der Verfasser unterscheidet drei Arten, wie sich die Veränderung, welche Silbersalze durch Belichtung erleiden, erkennen lässt: 1) eine Schwärzung wie beim Chlorsilber, 2) eine Modification der Oberfläche, die diese befähigt, einen metallischen Silberniederschlag, der sich aus einer Verstärkungsflüssigkeit abscheidet, vorzugsweise an den belichteten Stellen zu begünstigen, oder 3) die Aufnahme eines latenten Bildes, das sichtbar wird durch Behandlung mit Alkalien und reducirenden Agentien, bei gänzlicher Abwesenheit von Silbernitrat.

Die Empfindlichkeit in dieser letztgenannten Hinsicht hat Lea bei einer Reihe von schwerlöslichen Silbersalzen untersucht. Dieselben wurden auf Papier niedergeschlagen, getrocknet und nach der kurze Zeit dauernden Exposition mit einer schwachen Lösung von Pyrogallussäure und Ammoniumcarbonat und Bromkalium behandelt. Alle standen an Empfindlichkeit dem Bromsilber nach; am nächsten kam demselben Cyanplatinsilber. Arsenigsaures Silberoxyd zeigte ein ziemlich kräftiges, citronsaures und weinsaures Silber, sowie das Antimontartrat und das knallsaure und salpetrigsaure Salz ein schwächeres Bild. Ganz schwach war der Lichteindruck bei schleimsaurem, pyrophosphorsaurem, hippursaurem und Rhodan-Silber. Kein latentes Bild entwickelte salicyl-, valerian-, bernstein-, phosphor-, metaphosphor-, wolfram-, chrom-, kohlen- und oxalsaures Silber, sowie das Ferrocyanid und Nitroprussid.

Behandlung mit Tannin steigerte bei keiner der untersuchten Verbindungen die Empfindlichkeit. Zn.

XXIV. *C. Christiansen. Magnetische Untersuchungen* (Vidensk. Selsk. Skr. (5) XI. p. 277—305. [dänisch]).

Der Verfassser bestimmt einmal den magnetischen Endzustand eines langen Eisenstabes, auf den an einer einzigen Stelle, sei es in der Mitte, sei es am Ende, eine magnetisirende Kraft (ein durch eine aufgeschobene Spirale gehender galvanischer Strom) wirkt, andererseits aber auch den zeitlichen Verlauf der Magnetisirung an den einzelnen Stellen. Zu den Hauptversuchen diente eine cylindrische 6 M. lange, 19 Mm. dicke Eisenstange, die als unendlich lang betrachtet werden konnte, indem die Resultate so lange von der Lage der Magnetisirungsspirale unabhängig waren, als diese 3—4′ vom Ende entfernt war. Um das magnetische Moment zu bestimmen, wurde der Stab zunächst durch aufeinanderfolgende Ströme magnetisirt und entmagnetisirt, da sich, wie bekannt, erst dann constante Resultate ergeben. Dann wurde der magnetisirende Strom geschlossen und plötzlich umgekehrt. Der in einer auf die verschiedenen Stellen des Stäbes aufgeschobenen Spirale inducirte Strom entspricht dem doppelten vorhandenen Momente.

Die Messungen wurden zunächst für den Fall angestellt, dass sich die Magnetisirungsspirale in der Mitte des Stabes befand und dabei die Inductionsspirale an Stellen gebracht, die $x = 200$, 400 etc. Mm. von derselben entfernt waren. Dabei bestätigte sich nicht für die Inductionsströme i das Gesetz $i = q^{-x}$, wo q eine Constante ist. Es ergab sich z. B. bei einer Versuchsreihe:

$x =$	200	400	600	800	1000	1200	1400	1600	1800
$q =$	1.32	1.29	1.29	1.30	1.32	1.33	1.38	1.48	1.62

q zeigt also in einigem Abstand von der Magnetisirungsspirale ein Minimum.

Stellt man die Beziehung zwischen i und x graphisch dar, so sieht man, wie das i entsprechende magnetische Moment mit wachsendem x zunächst schnell abnimmt und sich dann asymptotisch der Abscissenaxe nähert.

Es sei eine unendlich lange Eisenstange mit dem kreis-

förmigen Querschnitt vom Radius R gegeben, die durch einen zu ihr senkrechten und mit ihr concentrischen Kreisstrom vom Radius R_1 und der Intensität s magnetisirt wird; dann ist unter der Voraussetzung, dass das magnetische Moment in einem Punkte proportional der dort wirkenden Kraft ist, nach Lorenz das Moment der Volumeneinheit im Abstand x von der Stromesebene: $\frac{4\pi s}{a}\frac{R}{R_1}e^{-a\frac{x}{R}}$, wenn a und $a\frac{R_1}{R}$ kleine Grössen sind; dabei ist $\frac{1}{2\pi k} = a^2$, wo k die Magnetisirungsconstante bedeutet. Hiernach nimmt das Moment mit der Entfernung ab. Um aber die Resultate der Beobachtung mit der obigen Formel in Einklang zu bringen, müsste man annehmen, dass die Magnetisirungsconstante variabel ist (was ja auch andere Versuche lehren).

Ferner behält beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes das Eisen stets einen gewissen permanenten Magnetismus bei. Versuche zeigten, dass, wenn die Magnetisirungsspirale S sich in der Mitte befand, die längste Stange auch den grössten permanenten Magnetismus beibehielt, sowohl absolut, als auch relativ im Verhältniss zum Gesammtmagnetismus. Dasselbe ergab sich, wenn S sich am Ende A der Eisenstange befand; dabei war der permanente Magnetismus am Ende selbst fast Null. Für die anderen Stellen zeigte derselbe je nach der Länge der Stange in grösserer oder kleinerer Entfernung vom Ende A ein Maximum. Doch kann man nicht aus dem Gesammtmoment auf das permanente einen Schluss ziehen.

Mit der Stromstärke nimmt der permanente Magnetismus absolut zu, im Verhältniss zum ursprünglichen Magnetismus aber ab. Daher wird eine Eisenstange, die sich gegen eine schwach magnetisirende Kraft wie eine unendlich lange verhält, dies nicht mehr bei stärkeren thun.

Ferner hat der Verf. den zeitlichen Verlauf der Magnetisirung bestimmt, indem er den Inductionsstrom eine bestimmte durch das Fallen des Gewichtes der Atwood'schen

Fallmaschine gegebene Zeit vor oder nach dem Magnetisirungsstrom schloss.

Beim Schluss des letzteren wird an der unmittelbar unter ihm befindlichen Stelle fast momentan der Endzustand erreicht; entferntere Stellen brauchen aber dazu längere Zeit, so dass es bei sehr langen Stangen Tage dauern kann, bis derselbe erreicht ist.

Die Intensität des Inductionsstromes nimmt mit der Zeit zu, die zwischen dem Schliessen und Oeffnen des magnetisirenden Stromes verstreicht. Vergleicht man die Vertheilung des temporären Magnetismus zu irgend einer Zeit mit seiner endlichen, so sind dieselben sehr ähnlich, doch nimmt im Anfang der Magnetismus sehr viel schneller mit der Entfernung ab, als später. So ist z. B. nach 0.065 Secunden in einem Abstand von 200 Mm. von der Mitte dreimal so gross als in einem solchen von 400 Mm.; ist der endliche Zustand eingetreten, so ist er dort nicht ganz zweimal so gross.

Diese Vergleichung lässt sich noch besser durchführen, wenn man bestimmt, einen wie grossen Bruchtheil des endlichen Magnetismus der zu irgend einer Zeit vorhandene beträgt und diesen graphisch als Function der Zeit darstellt. Man sieht dann, wie die Curven zunächst langsam, dann schnell steigen, um sich endlich asymptotisch dem dem Endzustande entsprechenden Maximum zu nähern. Es hätte so die Curve einen Inflexionspunkt, dem ein Maximum der Inductionsströme entspricht.

Diese Resultate bestätigten sich für verschieden starke magnetisirende Ströme und verschieden lange Stangen und waren qualitativ davon unabhängig, ob die magnetisirende Spirale sich in der Mitte oder am Ende der Stange befand.

Beim Verschwinden des temporären Magnetismus ergaben sich im wesentlichen dieselben Resultate; auch hier tritt ein maximaler Inductionsstrom auf.

Magnetisiren wir in der That eine Eisenstange und entmagnetisiren dann dieselbe durch einen entgegengesetzten Strom von gleicher Stärke, so bleiben im wesentlichen die Verhältnisse dieselben, nur dass in letzterem Falle nicht

der neutrale Zustand wieder hergestellt wird, sondern die Stange entgegengesetzt magnetisirt wird. Stellt man die bei dem Magnetisiren und Entmagnetisiren auftretenden Inductionsströme als Function der Zeit graphisch dar, so steigen in ersterem Falle die Curven steiler an als in letzterem. Es erklärt sich dies eben daraus, dass beim Magnetisiren nur der permanente, beim Entmagnetisiren auch der temporäre Magnetismus vorhanden war.[1] E. W.

XXV. *C. H. C. Grinwis. Ueber die Lichtabsorption nach der Theorie von Maxwell* (Verslagen en Medèdeelingen d. Kong. Ak. van Wetenschappen te Amsterdam. Naturwiss. Abth. (2) X. p. 371—383).

Der Verfasser hat im Anschluss an die wenigen Betrachtungen Maxwell's über den Zusammenhang der starken Lichtabsorption in Metallen und deren guter Leitungsfähigkeit für die Electricität denselben theoretisch weiter verfolgt.

Es bewege sich eine ebene electrische Welle in einem Körper in der Richtung der x-Axe mit einer Geschwindigkeit V und einer Amplitude A. Die Schwingungen erfolgen dann parallel der yz-Ebene und seien parallel der z-Axe; K und μ seien die specifischen Inductionsvermögen des Körpers für die Electricität und den Magnetismus, seine Leitungsfähigkeit sei C, λ die Wellenlänge, ferner sei der Kürze wegen $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, H das electromagnetische Moment nach der z-Axe. Bezeichnet w die Stromstärke, so ist nach Maxwell (Treat. on Electr. and Magnet. II. p. 394), wenn man noch $\mu K = a^2$, $2\pi\mu C = b^2$ setzt:

$$\frac{d^2 H}{d x^2} = a^2 \frac{d^2 H}{d t^2} + 2 b^2 \frac{d H}{d t}.$$

[1]) Ein Theil der obigen Resultate dürfte schon durch die Versuche früherer Physiker und in neuerer Zeit besonders durch die von Beetz, Jamin, Donati und Poloni, Felici, Trève u. a. festgestellt sein. E. W.

Genügt dieser Gleichung eine periodische Function der Zeit:

$$H = Ae^{-px} \cos k(x - Vt),$$

so folgt daraus: $p = b^2 V,\ V^2 = \frac{1}{\mu K + \mu^2 C^2 \lambda^2}$, so dass:

$$H = Ae^{-2\pi\mu C V x} \cos k(x - Vt).$$

Berechnen wir nun die Energie, die die Einheit des Volumens unseres Körpers infolge der obigen Schwingungen enthält, aus den allgemeinen Formeln Maxwell's (l. c. art. 638), so ergibt sich, da die dort auftretenden Grössen P, Q, F und G bei Schwingungen parallel der z-Axe Null sind, während H nur ein Function von x, u, t ist:

$$a = \alpha = c = \gamma = 0, \quad b = -\frac{dH}{dx}, \quad \beta = -\frac{1}{\mu}\frac{dH}{dx},$$

und die electrostatische potentielle Energie E und die electromagnetische actuelle Energie T werden:

$$E = \frac{K}{8\pi}\left(\frac{dH}{dt}\right)^2 \qquad T = \frac{1}{8\pi\mu}\left(\frac{dH}{dx}\right)^2.$$

Für unseren Werth von H ist:

$$\frac{1}{V}\frac{dH}{dt} + \frac{dH}{dx} + pH = 0.$$

Bei Isolatoren ist $C = 0$, also $p = 0$, $V^2 = \frac{1}{\mu K}$, so dass dann:

$$K\left(\frac{dH}{dt}\right)^2 = \frac{1}{\mu}\left(\frac{dH}{dx}\right)^2 \text{ oder } E = T,$$

dann sind stets beide Energien in gleicher Menge vorhanden.

Bei einem Leiter ist dagegen:

$$\left(\frac{dH}{dx}\right)^2 = \left(\frac{1}{V}\frac{dH}{dt} + pH\right)^2 = (\mu K + \mu^2 C^2 \lambda^2)\left(\frac{dH}{dt}\right)^2 + \frac{2p}{V} H \frac{dH}{dt} + p^2 H^2,$$

oder:

$$\frac{1}{8\pi\mu}\left(\frac{dH}{dx}\right)^2 = \frac{K}{8\pi}\left(\frac{dH}{dt}\right)^2 + \frac{1}{8\pi\mu}\left\{\frac{b^4}{k^2}\left(\frac{dH}{dt}\right)^2 + \frac{2p}{V} H \frac{dH}{dt} + p^2 H^2\right\},$$

oder wenn wir das letzte Glied rechts, das stets positiv ist, mit Δ bezeichnen:

$$T = E + \Delta.$$

Es ist also stets T grösser als E.

Um für unseren Fall T, E und Δ und die Summe beider Energien ($T + E = W$) zu berechnen, beachten wir, dass sie periodische Functionen von t mit der Periode τ sind. Wir setzen daher die Grösse $e^{-px} = U$ und bilden ihren Mittelwerth, indem wir von 0 bis τ integriren und durch τ dividiren; es wird dann, wenn wir der Kürze wegen $\frac{k^2}{8\pi\mu} = \frac{1}{\sigma}$ setzen:

$$T = \frac{A^2}{2\sigma}\left(1 + \frac{p^2}{k^2}\right) U^2, \quad E = \frac{A^2}{2\sigma}\left(1 - \frac{p^2}{k^2}\right) U^2, \quad \Delta = \frac{A^2}{\sigma}\,\frac{p^2}{k^2}\,U^2,$$

$$W = \frac{A^2}{\sigma}\,U^2.$$

Die Differenz Δ zwischen T und E muss wohl dem Auftreten von Strömen in dem Zwischenstoff zugeschrieben werden. Betrachten wir die Grenzfälle!

I. Der Körper ist ein vollkommener Isolator, dann ist $C = 0$, $b = p = 0$, $U = 1$, also:

$$T = \frac{A^2}{2\sigma}, \quad E = \frac{A^2}{2\sigma}, \quad \Delta = 0, \quad W = E + T = \frac{A^2}{\sigma}.$$

II. Besteht keine electrische Polarisation, so ist:

$$V = \frac{1}{\mu C \lambda}, \quad p = b^2 V = 2\pi\mu C V = \frac{2\pi}{\lambda} = k,$$

und es ist:

$$T = \frac{A^2}{\sigma}\,U^2, \quad E = 0, \quad W = \Delta = T = \frac{A^2}{\sigma}\,U^2.$$

Rührt dann Δ von electrischen Strömen her, so ergibt sich, dass während von Isolatoren alles Licht durchgelassen wird, dies von vollkommenen Leitern ganz absorbirt, und der gesammte Vorrath von Energie in electrische Ströme verwandelt wird.

Im allgemeinen Fall, und wenn wir die Energie des Lichtes, d. h. die der electrischen Schwingungen mit L, die des electrischen Stromes mit S bezeichnen, wird:

$$W = L + S,$$

wo: $L = 2E = \frac{A^2}{\sigma}\left(1 - \frac{p^2}{k^2}\right)U^2, \qquad S = \varDelta = \frac{A^2}{\sigma}\,\frac{p^2}{k^2}U^2.$

Da in den Ausdrücken für beide Energien der Factor $U^2 = e^{-2px} = e^{-4\pi\mu C Vx}$ auftritt, so nehmen beide Energien fortwährend ab.

Bezeichnen wir den L entsprechenden Energieverlust (Verringerung der Polarisation) mit δ_1, den S entsprechenden (der vom Strom herrührt) mit δ_2, so ist der gesammte Energieverlust:

$$\delta = \delta_1 + \delta_2.$$

Setzen wir der Kürze wegen $1 - U^2 = U'^2 = 2px - 2p^2x^2 \ldots$, so ist:

$$\delta_1 = \frac{A^2}{\sigma}\left(1 - \frac{p^2}{k^2}\right)U'^2. \qquad \delta_2 = \frac{A^2}{\sigma}\,\frac{p^2}{k^2}U'^2.$$

Es wird daher bei Leitern, bei denen $p = k$ ist, $\delta_1 = 0$, und bei Nichtleitern, bei denen $p = 0$ ist:

$$\delta_1 = \delta_2 = 0.$$

Für kleine Werthe von x sind δ_1 und δ_2 nahezu x proportional. Die δ_1 und δ_2 entsprechenden Verluste der electrischen Energie sind wahrscheinlich die Folge von Wärmeentwickelung, die demnach stets, mit Ausnahme der vollkommenen Isolatoren, die electrische Polarisation begleiten müsste.

Aus unseren Formeln folgt noch, dass, während die Lichtenergie für Schwingungen mit grosser Wellenlänge γ kleiner wird, und die Energie S, die wegen des Auftretens der Ströme ihr complementär ist, diese letztere um so kleiner wird je grösser λ ist.

Da der Energieverlust proportional der Gesammt-Energie ist, so folgt, dass für den Verlust von L und S die gleichen Gesetze gelten.

Betrachten wir jetzt den Ausdruck:

$$\frac{p^2}{k^2} = \frac{b^4}{a^2k^2 + b^4}.$$

so sehen wir, dass, wenn b klein, wie es bei schlechten Leitern der Fall ist, $\frac{p^2}{k^2}$ mit zunehmendem λ wächst, doch ist

der absolute Werth klein, so dass bei ihnen die Lichtenergie und ihre Aenderung nahezu unabhängig von der Wellenlänge ist.

Bei Körpern, bei denen die Polarisation klein ist, wird $\frac{p^2}{k^2}$ nahezu $= 1$, auch dann sind L und S unabhängig von der Wellenlänge, und L ist nahezu Null.

Betrachten wir zum Schluss das Verhältniss r des durchgelassenen Lichtes zum auffallenden bei einer Platte, deren Dicke $= l$ ist. Die Amplitude ist im Abstand l $AU = Ae^{-pl}$ und es wird:

$$r = \frac{L}{E + T} = \frac{L}{W} = \left(1 - \frac{p^2}{k^2}\right) U^2 = \left(1 - \frac{p^2}{k^2}\right) e^{-2pl}$$

oder:

$$r = \frac{a^2 k^2}{a^2 k^2 + b^4} e^{-2pl.}$$

Bei vollkommenen Nichtleitern, bei denen $b = 0$ ist, wird $r = 1$, also alles Licht durchgelassen; bei vollkommenen Leitern, wo $a = 0$ ist, wird alles absorbirt. Ersetzen wir in r a, b, k, p durch ihre Werthe, so erhalten wir für die Beziehung zwischen der Absorption und den Grössen $K \mu C \lambda$:

$$r = \frac{K}{K + \mu C^2 \lambda^2} e^{-4\pi\mu C V l.}$$

Bei Isolatoren müsste r unabhängig von der Wellenlänge sein, bei anderen Körpern nimmt r unter sonst gleichen Umständen mit der Wellenlänge zu. E. W.

XXVI. *J. A. Fleming. Magnetoinduction in Flüssigkeiten und Gasen* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 40—43).

Durch eine 200 Ctm. lange, 2 Ctm. weite, zwischen die Halbanker eines starken Electromagnetes gestellte verticale Glasröhre, an deren Enden Platinelectroden angebracht waren, wurde ein Strom von verdünnter Schwefelsäure geleitet. Die Electroden waren mit einem Galvanometer verbunden. Es zeigte sich ein Strom, der die Nadel des letzteren zuerst auf 10—15⁰ ablenkte und die

Electroden polarisirte. War der magnetisirende Strom geöffnet, so zeigte sich kein Strom in der Flüssigkeit. — In ein weites Becken wurden am Rande flache Thonzellen, in der Mitte eine cylindrische gestellt, die Kupferelectroden in Kupfervitriollösung enthielten. Das Becken war mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt und auf einen Pol des Electromagnetes gestellt. Wurde die verdünnte Säure in Rotation versetzt, so zeigte das mit den Kupferelectroden verbundene Galvanometer einen inducirten Strom an.

Ferner wurden die schon bekannten Inductionserscheinungen in Kautschukröhren, die mit Flüssigkeiten gefüllt sind, wiederholt beobachtet (vgl. Wied. Galv. (2) II. § 701), sowie gezeigt, dass die Schwingungen einer Magnetnadel über den Flüssigkeiten ebenso wie die einer Messingnadel gedämpft werden, also keine Inductionsströme hierbei einwirken (wegen der schlechten Leitungsfähigkeit). Endlich wurden die in den Meeresströmungen durch den Erdmagnetismus inducirten electromotorischen Kräfte berechnet. Sie sind relativ sehr gering (z. B. im Golfstrom 8.6, im Aequatorialstrom 10 Volts), also kaum durch abgeleitete Ströme mittelst eingesenkter Metallplatten nachzuweisen.

G. W.

XXVII. ***J. H. Gladstone und Alfr. Tribe.*** *Electrolytische Leitung organischer Verbindungen* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 2—4).

In ein unten geschlossenes, vertical gestelltes Glasrohr von 5 Mm. Weite waren unten zwei verticale, 1 Mm. von einander abstehende Platindrähte als Electroden angeschmolzen. Das Rohr wurde mit den Substanzen gefüllt, und ein Strom von 10—100 Grove'schen Elementen unter Einschaltung eines Galvanometers hindurchgeleitet. Aethyljodid, -bromid, Chloroform, Aethylacetat, Propylenbromid, Amyl- und Isobutyljodid zeigten nichts. Alkohol leitete schwach; erwärmte sich und leitete dann besser; er bewegte sich ein wenig; an der negativen Electrode schien sich ein wenig Gas zu entwickeln. Ein Gemenge gleicher

Volumina Alkohol und Aethyljodid leitete besser, bewegte sich schnell oberhalb der Pole in der Richtung von der negativen zur positiven Electrode, dann an letzterer ab-, an ersterer aufsteigend, wurde braun und gerieth bald unter Zunahme der Leitungsfähigkeit ins Sieden. Gemenge gleicher Volumina von Alkohol mit Aethylbromid, Aethylacetat u. s. f. verhielten sich ähnlich.

Der Zusatz der sehr schlecht leitenden Substanzen zum schlecht leitenden Alkohol vermehrt also dessen Leitungsfähigkeit. G. W.

XXVIII. ***W. Spottiswoode.*** *Ueber geschichtete Entladungen. IV. Geschichtete und ungeschichtete Entladungen der Leydner Flasche* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 90—93).

Die Entladung einer Leydner Flasche ist in einer Entladungsröhre meist ungeschichtet und zeigt keinen dunkelen Raum und kein Glimmlicht an der Kathode. Ist aber die Röhre nur einseitig mit der negativen Belegung der Batterie verbunden, das andere Ende ausserhalb der Schlagweite der positiven Belegung genähert, so tritt der dunkle Raum auf, auch bei gehöriger Verdünnung die Schichtung. Bei umgekehrter Verbindung erscheint, wenn die Entfernung von der negativen Belegung noch grösser als die Schlagweite, aber kleiner als vorher von der positiven Belegung ist, eine helle, im rotirenden Spiegel geschichtete Entladung mit dunklem Raum und negativem Glimmlicht. Zur genaueren Untersuchung wurde die innere Belegung einer Batterie abwechselnd mit dem einen Ende der Röhre und dem positiven Conductor einer Holtz'schen Maschine verbunden, die andere Electrode der Röhre und die äussere Belegung der Batterie mit der Erde, so dass sich die Batterie abwechselnd lud und durch die Röhre entlud. Bei Ladung der Batterie durch mehr oder weniger zahlreiche kleine Funken von der Maschine zeigte sich bei schwacher Ladung eine flockige Schichtung, bei stärkerer Ladung das negative Glimmlicht und der dunkle Raum, aber keine Schichtung; bei noch stärkerer rückte die Licht-

säule immer mehr bis zur negativen Electrode vor, und das negative Licht zog sich immer mehr auf die Vorderfläche derselben zusammen, und endlich verband die Lichtsäule beide Electroden vollständig. Bei Vermehrung der Oberfläche der Batterie trat die Umwandlung der Entladung aus der ersten in die zweite Form nahe bei gleicher Dichtigkeit der Ladung ein. Die geschichtete Entladung erschien im rotirenden Spiegel stets als instantan. Zu ihrer Erzeugung braucht also die Entladung nicht eine messbare Zeit anzudauern. Ferner muss bei Anwendung der Leydner Batterie die Ladung stärker vergrössert werden als die Oberfläche der Batterie, um eine gleich lange Lichtsäule zu erhalten, und die Schichten werden mit wachsender Spannung immer undeutlicher, ähnlich wie bei Anwendung des Inductoriums bei gleicher electromotorischer Kraft der 'Säule die Lichtsäule mit wachsender Oberfläche derselben abnimmt und die Eigenbewegung der Schichten zur positiven Electrode mit der electromotorischen Kraft der Säule steigt (letztere Phänomene sind freilich viel complicirter. G. W.). G. W.

XXIX. ***Reitlinger und v. Urbanitzki.*** *Ueber einige merkwürdige Erscheinungen in Geissler'schen Röhren. IV* (Wiener Anz. 1877. p. 100—104).

Der eine Pol des Ruhmkorff'schen Inductoriums wurde mit der einen Electrode von weiteren cylindrischen (Wüllner'schen) Entladungsröhren verbunden. Die so entstehenden alternirenden Entladungen werden in den Röhren durch einen Electromagnet in zwei Stromfäden getheilt, von denen der eine von genäherten Leitern angezogen, der andere, welcher dem Einströmen der positiven Electricität in die Röhre entspricht, unabhängig von der Richtung des inducirenden Stromes, und zwar viel stärker, abgestossen wird. Das Ueberwiegen dieser Abstossung bewirkt, dass ohne Magnet die ganze Entladung abgestossen zu werden scheint. Die Versuche gelingen besonders gut in Kohlensäure und Kohlenoxyd. Das negative Licht ist,

wie schon früher beobachtet, gegen die influenzirenden Körper ziemlich unempfindlich; indess bewegen sich bei Drucken unter 0.2 Mm. bei Berührung des Glasendes an der Kathode von zwei Seiten oder beim Umfassen derselben die Schichten des positiven Lichtes gegen die Anode um ihre eigene Breite hin, so dass die erste die Anode berührt. Im Sauerstoff zeigt sich dieser Vorgang nicht.

Während meist das Glas an der negativen Electrode grün fluorescirt, erscheint es bei möglichst reinem Wasserstoff grünlich gelb, bei Sauerstoff carminroth, wird jedoch in letzterem bei Einschaltung einer Luftschicht in die Leitung wieder gelbgrün und grün.

Eine Vacuumröhre, die den Strom des Inductoriums bei 1 Ctm. Schlagweite nicht durchliess, that dies zwischen den Magnetpolen; wonach entsprechend Hittorf's Ansicht das Hemmniss des Durchganges an der Kathode läge.

Wird eine verticale cylindrische Röhre zwischen die Magnetpole gebracht und dadurch die positive Entladung fadenförmig in der Aequatorialebene gegen das Glas gedrängt, die negative in die magnetische Fläche gebogen, so lenkt ein dritter Magnetpol die letztere so ab, als wäre sie paramagnetisch polar, jede Schicht aber, als wäre sie diamagnetisch polar. Bei alternirenden Entladungen in einseitig mit dem Inductorium verbundenen Röhren zeigen sich an derselben Drahtelectrode zwei auf einander senkrechte, verschieden gefärbte Lichtflächen, eine axiale und eine äquatoriale, letztere nur an einer Seite des Drahtes. Diese Erscheinungen sollen sich nicht aus den bekannten Gesetzen der Wechselwirkung zwischen Stromesleitern und Magneten ableiten lassen. G. W.

XXX. ***N. A. Hesehus.*** *Ueber den Durchgang des Stromes durch Electrolyten, bei sehr verschiedener Grösse der Electroden* (Journ. d. russ. chem. Ges. IX. p. 28).

Wurde ein mit Wasser oder verdünnter Schwefelsäure gefüllter Platintiegel zur Anode gemacht, ein verschieden tief eintauchender Platindraht zur Kathode, so war die in

2 bis 3 Minuten nach dem Schluss erfolgende Zunahme des Stromes um so beträchtlicher, je weiter die Spitze des Drahtes vom Boden des Tiegels entfernt war.

Zn.

XXXI. ***H. Wild.*** ***Untersuchung eines Nickelmagnetes*** (Mél. phys. et chim. de St. Petersb. X. p. 439—453).

Ein parallelepipedischer Magnet von fast reinem Nickel von 2 Mm. Dicke, 9.5 Mm. Breite und 155 Mm. Länge, der auf einem Achathütchen schwebte, wurde abwechselnd mit einem Stahlmagnet von nahe gleichen Dimensionen (2.5 Mm., 9 Mm., 120 Mm.) einer Bussolennadel genähert und die jeweilige Ablenkung und daraus das Moment M bestimmt. Durch Division mit den Gewichten der Stäbe (25 resp. 30 Grm.) wurde das Moment M_g der Gewichtseinheit derselben erhalten. Nach dem Zwischenbringen zwischen die Pole eines sehr starken Electromagnetes ergab sich:

Nickel	$M = 471.10^4$	$M_g =$	188000
Stahl	1104.10^4		368000.

Für den Wolframstahl ist M_g etwa 447000 — 594000.

Nach 2 tägigem Liegen hatte der Nickelmagnet nur noch das Moment $M_g = 170000$, der Stahlstab 366000, so dass der Nickelstab 10 % an Kraft verlor, letzterer nur sehr wenig. Nach $2^1/_2$ Monaten hatte sich das Moment des Nickelstabes M_g um mehr als 30 % verändert, das der Stahlmagnete nur etwa um 3 %.

Die Aenderungen des permanenten Momentes mit der Temperatur betrugen für den Nickelstab für 1° C. mit steigender Temperatur 0.000623, mit fallender 0.000407 (bei der ersten Einwirkung der Temperaturänderungen); während der Temperaturcoefficient des Nickel- und eines Wolframstahlmagnetes nach längerer Zeit, also, nach Erreichung des constanten Zustandes 0.000472 und 0.000382 betrugen. Ersterer ist also ein wenig grösser.

Bei der Magnetisirung durch eine Spirale beträgt der temporäre Magnetismus des Nickels etwa das Doppelte

des permanenten, die Hälfte des temporären Magnetismus des harten Stahles und ein Viertel des temporären Magnetismus des weichen Eisens. Das Verhältniss des permanenten und temporären Magnetismus im Nickel ist etwa das gleiche wie im harten Stahl. G. W.

XXXII. ***W. Skey.*** *Spannungsreihe der Metalle in Cyankaliumlösung* (Chem. News. XXXV. p. 224—225).

Diese Spannungsreihe ist: + Zink, Kupfer, Zinn, Silber, Gold, Blei, Quecksilber, Antimon, Arsen, Eisen, Platin, Kohle — also nahe dieselbe, wie sie schon im Jahre 1845 von Poggendorff aufgestellt wurde (Wied. Galv. (2) I. § 39). Die Schwefelmetalle sind alle negativer als die ganze Reihe. Infolge der Stellung des Goldes und Silbers fällt letzteres das Gold, indess äusserst langsam, und beide fällen Quecksilber aus seinen Lösungen. G. W.

XXXIII. ***E. Reboul und E. Bourgoin.*** *Electrolyse der Pyroweinsäure* (C. R. LXXXIV. p. 1231—1233).

Die durch Erhitzen der Weinsäure erhaltene Pyroweinsäure zerfällt bei der Electrolyse in Wasserstoff einerseits und den Rest der Säure andererseits, welcher sich mit dem Wasser in die Säure selbst und Sauerstoff umsetzt. Durch letzteren wird ein nur kleiner Theil der Säure zu Kohlensäure und Kohlenoxyd oxydirt. Analog zersetzt sich pyroweinsaures Kali; an der positiven Electrode entsteht secundär saures pyroweinsaures Kali. Alkalische Lösungen der Säure geben ebenfalls nur Kohlensäure und Kohlenoxyd und nach mehreren Tagen saures Salz an der positiven Electrode; Propylen entsteht nicht. Die Säure verhält sich also wie die Phtalsäure und Camphersäure, während alkalische Lösungen von Bernsteinsäure daselbst stärker oxydirt werden und Aethylen geben. G. W.

XXXIV. ***Ayrton und Perry.*** *Eis ein Electrolyt* (Chem. News. XXXV. p. 229. [Phys. Soc.]).

Das Eis war aus destillirtem Wasser geformt, welches in einem kupfernen als Electrode dienenden Gefäss gefroren war. In demselben diente eine auf drei Glasfüssen stehende, gerade vom Wasser bedeckte Kupferplatte als zweite Electrode.

Bei -13.5^0 besitzt das Eis pro Cc. eine Capacität von 0.002 Mikrofarad; seine specifische Inductionsfähigkeit ist 22.168 gegen die der Luft gleich Eins, während die des Wassers von 8.7 Grad 2240 mal so gross ist. Bei höheren Temperaturen beginnt das Eis allmählich immer besser zu leiten und zeigt, wenn die Kupferplatte im Gefäss durch eine Zinkplatte ersetzt ist, Polarisationsströme. Eine weitere Mittheilung über diese Versuche und die Beseitigung der dabei grossen auftretenden Schwierigkeiten ist abzuwarten [1]). G. W.

XXXV. ***G. Planté.*** *Electrisches Kiesellicht* (C. R. LXXXIV. p. 914—916).

Bei Gelegenheit der Versuche von Denayrouze und Jabloschkoff (Beibl. I. p. 54), sowie von Carré (ibid. p. 246) erinnert Planté an die glänzenden Lichteffecte bei der Entladung eines Poles, namentlich des negativen, seiner secundären Polarisationsbatterien an den Wänden eines mit einer Salzlösung gefüllten Glas- oder Porcellangefässes oder durch eine enge Glasröhre. Bei Anwendung einer Lösung von Kochsalz bedarf man etwa 250—300, bei einer Salpeterlösung etwa 60 Polarisationselemente (entsprechend 90 Bunsen'schen). Das Spectrum des Lichtes zeigt an dem Glase keine Linien des Kaliums oder Calciums, rührt also von der weissglühenden Kieselsäure her. Das helle Licht erscheint auch, wenn die Electrode mit

---

1) Aehnliche Versuche über die Leitungsfähigkeit und Polarisation des Eises, auch des aus verschiedenen Salzlösungen erhaltenen, hat Herr Dr. Gross im physikalischen Laboratorium des Herrn Helmholtz im Winter 1876/77 angestellt.

reiner Kieselsäure in Form von Quarz umgeben ist, wobei wohl dieselbe zersetzt und das Silicium weissglühend werden soll. Planté nennt das Licht deshalb „lumière électrosilicique“. G. W.

XXXVI. *Oliver J. Lodge. Abänderung der Methode zur Bestimmung des Widerstandes der Kette von Mance* (Phil. Mag. (5) III. p. 515—525).

Die Methode zur Widerstandsbestimmung der Säule von Mance (Proc. Roy. Soc. 19. Jan. 1871) beruht darauf, dass man in der Wheatstone'schen Drahtcombination die Säule in dem Hauptzweige (AB) durch ein Galvanometer ersetzt, sie in einen der 4 Theile AC, CB, AD, DB der zwei Parallelzweige der Leitung, z. B. in CB einschaltet, und C und D durch einen Schlüssel mit einander verbindet. Aendert man die Widerstände AC, AD, DB so ab, dass das Galvanometer einen gleichen Ausschlag gibt, mag die Brückenleitung geschlossen sein oder nicht, so verhalten sich die Widerstände $AC : CB = AD : DB$. Am besten wählt man die Widerstände AD und DB gleich und sehr klein, den Widerstand der Galvanometerleitung AB gleich $AD + DC$. — Da indess der Strom je nach dem Widerstand der Brückenleitung den die Säule enthaltenden Zweig mit verschiedener Intensität durchfliesst, ändert sich ihre electromotorische Kraft E und somit der Strom J im Galvanometer, wodurch Fehler entstehen. Es ist nämlich:

$$E = \frac{J}{AD}\left((AB + AC)\,AD + (AB + BD)\,AC\right).$$

Ein anderer Uebelstand ist, dass die meisten Säulen in der Galvanometerleitung so starke Ströme erzeugen, dass sie durch die üblichen empfindlichen Instrumente, ausser der Anwendung von Compensationsmagneten nicht wohl zu messen sind.

Um diesen Uebelstand zu vermeiden, schaltet Lodge in den das Galvanometer enthaltenden Zweig einen Condensator ein, welcher sich beim Schliessen der Brückenleitung ladet. Um die Methode möglichst empfindlich,

also die Potentialdifferenz an beiden Belegungen des Condensators möglichst gross zu machen, müssen die Widerstände *AC* und *AD* einander gleich und möglichst gross und zugleich der Widerstand der Säule *BC* gleich *BD* sein.

Als Condensator verwendet Lodge einen kleinen Normalcondensator von Glimmer von etwas über ein Mikrofarad Capacität; das Galvanometer hat 7000 Ohmad, die Parallelzweige *AC* und *AD*, in die Widerstandsrollen eingeschaltet sind, haben je 1000 Ohmad Widerstand, bei Ketten mit grösserem Widerstand noch bedeutenderen. Auch bedient sich Lodge eines Schlüssels, der sehr kurze Zeit nach einander die Brückenleitung *CD* schliesst und die Galvanometerleitung *AB* öffnet. Die Einflüsse der Aenderung der electromotorischen Kraft der Kette auf die Ladung des Condensators werden dadurch möglichst verringert.

Wird in den Zweig *CB* neben die Kette noch ein Trog mit Flüssigkeit gebracht, oder eine mit der Flüssigkeit gefüllte Glasröhre, welche zwei kugelförmige, die Electroden enthaltende Glasgefässe verbindet, so kann man durch dieselbe Methode den Widerstand der Kette und der Flüssigkeit zusammen und sodann der ersteren allein bestimmen und daraus den Widerstand der letzteren ableiten.

G. W.

XXXVII. ***Arn. Thénard.*** ***Veränderungen der Anordnung der Zersetzungszellen bei der Electrolyse von Verbindungen und Erzeugung galvanischer Niederschläge*** (C. R. LXXXIV. p. 706—708).

XXXVIII. ***Gramme.*** ***Anwendung der Gramme'schen Maschine bei der Electrolyse*** (C. R. LXXXIV. p. 1386—1389).

Die Abhandlungen enthalten Versuche über die Kupfermenge, welche durch den Strom der Gramme'schen Maschine in einer bestimmten Zeit in einer Anzahl hinter oder nebeneinandergeschalteter, mit Kupfervitriollösung gefüllter Zersetzungszellen abgeschieden werden. Die Resultate liessen sich a priori bei gehöriger Berücksichtigung

des Ohm'schen Gesetzes, event. der Aenderung der Extraströme in den Inductionsspiralen durch die hierbei eintretenden Aenderungen des Widerstandes (vgl. Wied. Galv. (2) II. § 899 u. flgd.) erwarten. G. W.

XXXIX. ***A. Bartoli.*** ***Apparat zum Studium der galvanischen Polarisation*** (Cimento (3) I. p. 133—139).

Um die schwächsten Gasentwickelungen bei der Electrolyse von saurem Wasser durch einen Electricitätsstrom beobachten zu können, werden in einen kleinen, mit saurem Wasser gefüllten Kolben zwei bis auf ihre Enden mit Glasröhren umgebene Platindrähte eingesenkt, von denen der eine dünner als 0.1 Mm. ist und aus seiner Röhre nur 2 Mm. hervorragt, der andere dicker ist und weiter in die Flüssigkeit eintaucht. Die Glasröhren gehen durch einen dreifach durchbohrten, den Kolben schliessenden Kautschukstöpsel. Durch Erhitzen des Kolbens wird ein kleiner Siedeverzug hervorgebracht. Wird dann der Strom eines äusserst schwachen Elementes hindurchgeleitet, so siedet die Flüssigkeit an dem dünnen Draht.

Bei noch feineren Versuchen wird der dünne Draht in das eine Ende einer dünnen Glasröhre eingeschmolzen, die zuerst sorgfältig mit Salpetersäure, Kalilauge und Wasser gereinigt und dann an beiden Enden zu einem dünnen Rohr ausgezogen ist, so dass sein Ende in den weiteren Theil 7—8 Mm. hineinragt. Das freie engere Ende der Röhre wird U-förmig umgebogen, und die ganze Röhre an dem Draht in einen ebenfalls vorher mit Kalilauge gereinigten Kolben hineingehängt, der mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt ist und die zweite, dickere bis auf ihr etwas längeres freies Ende in ein Glasrohr eingeschmolzene Platinelectrode enthält. Durch wiederholtes Erhitzen zum Sieden und Abkühlen können alle Luftblasen aus der kleinen, den dünnen Platindraht enthaltenden Röhre entfernt werden. Die Flüssigkeit wird dann fast bis zum Sieden erhitzt. Dient sodann der dünne Draht als negative Electrode für einen Inductionsstrom, einen

sehr schwachen constanten Strom, die Entladung der Leydner Flasche oder auch nur einer Electrisirmaschine, so siedet sofort die Flüssigkeit an dem Draht und Dämpfe steigen aus der Oeffnung der denselben umgebenden Glasröhre auf.

G. W,

XL. ***Th. du Moncel.*** ***Ueber die electrische Leitungsfähigkeit schlechter Leiter*** (Ann. d. Chim. et Phys. (5) X. p. 194—271. 459—524).

Herr du Moncel hat die Leitungsfähigkeit einer Reihe von feuchten Leitern, Mineralien, Gesteinen, Hölzern, Geweben u. s. f. untersucht. Er findet eine Zunahme derselben mit dem Feuchtigkeitsgehalt, die, wenn sie durch Wasseraufnahme aus der Luft herrührt, gegen den Wassergehalt derselben etwas nachgeht und bei grösseren Körpern bedeutender ist. Er untersucht den Einfluss der Erwärmung, der einmal die Körper trocknet, sodann das aufgenommene Wasser leitender macht, auch die Leitungsfähigkeit guter Leiter, wie Schwefelkies, vermindert; er betrachtet den Einfluss des Druckes, der theils der Aufnahme der Feuchtigkeit entgegenwirkt, theils die durch Hohlräume getrennten Körpertheilchen einander nähert. Er bestimmt sodann die Polarisationserscheinungen nach dem Durchleiten des Stromes, bei dem sich auch bei Anwendung zweier polarisirender, entgegengesetzter Ströme nacheinander das allmähliche bekannte Hervortreten entgegengesetzter Polarisationen zeigen kann; er bemerkt, dass die Polarisation sowohl an den Electroden, wie in den Körpern eintreten kann, auch (bei sehr trockenen Körpern) einer dielectrischen Ladung Platz machen kann. Ferner bestimmt er die electromotorischen Kräfte beim Anlegen zweier verschiedener Metallplatten an die feuchten Leiter oder beim Einsenken zweier gleicher Platten in verschieden feuchte Stellen (bei oxydirbaren Metallen ist die in dem feuchteren Sand befindliche Platte die electronegative, bei nicht oxydirbaren ist das Verhalten oft umgekehrt). Auch findet er Unterschiede in der Leitungsfähigkeit der

Hölzer nach verschiedenen Richtungen, wobei das Andrücken der Electroden von grossem Einfluss ist. Nachher bestimmt er die Leitungsfähigkeit von metallisch leitenden Mineralien von verschiedener Gestallt (also nicht vergleichbar G. W.). Bei Zinnober, Haematit u. s. f. findet er eine Zunahme der Leitungsfähigkeit mit der Temperaturerhöhung, aber keine Polarisation; beim Erkalten nimmt sie beim Zinnober sehr langsam ab. Gewisse Mineralien, Magneteisenstein, Blende, haben zugleich metallische und electrolytische Leitung (durch die Feuchtigkeit? G. W.).

Ebenso untersucht er die Leitungsfähigkeit von trockenem und benetztem Metallpulver, von Geweben, befeuchtetem Papier, Weingeist, Wasser, feuchtem Sand, Pflanzenstoffen, menschlicher Haut u. s. f.

(Die beobachteten Erscheinungen sind meist schon auf einfachere Bedingungen zurückgeführt, sie eröffnen daher keine neuen physikalischen Gesichtspunkte, und haben wohl mehr ein praktisches Interesse G. W.). G. W.

XLI. ***Th. du Moncel.*** *Ueber die aus Eisenscheiben geformten Electromagnete* (C. R. LXXXIV. p. 1434—1439).

Wurden auf die Enden gerader Electromagnete breitere kreisförmige Platten befestigt (wie in den schon 1840 von Weber construirten Ragmagneten), so entspricht nach du Moncel die gesammte Anziehung an den Rändern der in ihrer Mitte, sodass die Platten gewissermaassen nur als Ausdehnungen der Pole dienen. Wird eine flache Spirale zwischen zwei runde Eisenplatten gelegt, so erhalten sie durch starke, durch die Spirale geleitete Ströme, wie vorauszusehen, in der Mitte die entgesetzte Polarität, nie an den Rändern (Jabloschkoff), indess ist die Polarität nur schwach, viel schwächer, als wenn die Platten in der Mitte durch einen Eisenkern verbunden sind. Solche Platten werden, wie zu erwarten, von der Spirale angezogen. Nur wenn die Platten klein sind, die Spiralwindungen sie also gewissermaassen umgeben, zeigen sie an ihren Flächen stärkere Polarität. G. W.

XLII. ***Maiche.*** ***Kette*** (Mondes XLIII. p. 375—377).

In ein Glas ist nahe dem Boden ein ausserhalb mit einer Klemmschraube versehener Platindraht gekittet, der innerhalb in eine Quecksilberschicht taucht, auf welcher eine Zinkplatte ruht. Ueber derselben schwebt an dem Hartgummideckel des Glases an einem an einer Klemmschraube befestigten Platindraht eine platinirte Kohlenplatte. Das Glas wird mit verdünnter Schwefelsäure oder Lösung von saurem schwefelsauren Natron gefüllt. Die electromotorische Kraft der Kette ist 0.75 von der der Bunsen'schen. Die Wasserstoffblasen sollen sich leichter von der platinirten Kohle loslösen, als von der nicht platinirten, und dadurch die Kette constanter wirken.

G. W.

XLIII. ***Fr. Streintz.*** ***Ueber eine neue Form der Noë'schen Thermosäule*** (Carls Rep. XIII. p. 4. 1877).

Die beschriebene Form ist wesentlich die schon in Wied. Galv. (2) II. p. 699 erwähnte. Die positiven Stäbe bestehen aus 62.5% Antimon und 36.5% Zink, als negatives Metall ist Neusilber gewählt. Die Heizstifte bestehen aus kurzen Fortsätzen an dem positiven Metall, auf die Hülsen von Kupferblech geschoben sind. Die Elemente werden hierbei nicht direct von der Flamme getroffen und leiden weniger. Die electromotorische Kraft von 4 hintereinander geschalteten Säulen von je 27 Elementen wurde bei Zuführung des Gases zu den Brennern durch ein regulirbares Gaszählwerk (190 Liter pro Stunde) mittelst der Fechner'schen Methode unter Einschaltung grosser Widerstände bestimmt. Sie war gleich 4.3 *D*, wenn *D* die electromotorische Kraft der Daniell'schen Kette ist, und blieb nach 60stündiger Heizung constant. Der Widerstand wurde zuerst durch Einfügung der nicht erwärmten Säule in den einen Zweig der Wheatstone'schen Drahtcombination bei momentaner Schliessung der den Strom liefernden Säule (3 Daniell'schen Elementen) bestimmt. Er ergab sich für die Säule von 108 Elementen gleich 2.60—2.65 Siemens'schen Einheiten. Sodann wurden nach der Me-

thode von Kohlrausch (Wied. Galv. (2) I. § 603) eine oder mehrere der oben erwähnten Säulen mit einem Rheochord und einer Bussole in einen Schliessungskreis eingeschaltet und jedesmal durch Verstellung des Rheochords die Stromintensität auf die gleiche gebracht. So ergibt sich der Widerstand der ganzen Säule etwa gleich 3.2 S.-E.; er hatte also etwa um $^1/_2$ S.-E. zugenommen. Nach 4 Wochen war er 2.73 S.-E. Nahe derselbe Werth wurde erhalten, als die Säule, eine vertical gestellte Inductionsspirale, eine Spiegelbussole und verschiedene Rheostatenlängen zu einem Kreis geschlossen wurden und die Intensität der Inductionsströme gemessen wurde, als ein an einem Faden aufgehängter Magnet durch Abbrennen desselben durch die Inductionsspirale hindurch fallen gelassen wurde. G. W.

XLIV. *J. Lenz. Stromvertheilung in zersetzbaren Leitern* (Bull. de St. Petersb. X. p. 1—21. 1876).

Der Strom einer Batterie wurde in zwei Zweige getheilt, in welche zwei zu vergleichende Lösungen eingeschaltet waren. Dieselben befanden sich in Trögen von Spiegelglasplatten von 4 Ctm. Breite, 5 Ctm. Höhe und 30 Ctm. Länge, in welche die an Messingklötzen hangenden Electroden hineinragten. Die in beiden Zweigen vorhandenen Stromstärken ergaben sich aus den Mengen der während $1^1/_2$—2 Stunden auf den Electroden abgeschiedenen Jonen. Die relativen Widerstände ergaben sich, indem die eine oder andere Flüssigkeit zugleich mit einem Rheostaten in dem einen Zweig einem grösseren constanten Widerstand in einem anderen Zweig der Wheatstone'schen Drahtcombination gegenübergestellt wurde. Erst wurde durch Verstellung des Rheostaten der Strom in dem Spiegelgalvanometer in der Brücke auf Null gebracht und dann nach Ausschaltung der Flüssigkeit, wobei nur die Zuleitungsdrähte in dem Zweige blieben, wieder durch Aenderung des Rheostaten die Nullstellung bewirkt. Die Differenz ergab den Widerstand der Lösung. Diese Messungen wurden vor und nach der Electrolyse vorgenommen. Der

Strom wurde stets nach den Widerstandsbestimmungen entgegengesetzt durch die Tröge geleitet, um die Zersetzung bei denselben zu beseitigen. Die Genauigkeit beträgt infolge einer schwachen Polarisation bei grösserem Widerstande etwa 0.1—0.2, bei kleinerem 0.05 S.-E. Wurden zwei mit Kupfervitriol gefüllte Tröge hintereinander in die Schliessung geschaltet, so waren die Kupferabsätze nur um 0.3 % von einander verschieden.

Wurden neben einer Kupfervitriollösung von resp. 10 % Gehalt: I Kupfervitriollösungen von anderen Concentrationen (30, 20, 10, 5 %) oder II Zinkvitriollösungen (15.2, 7.6, 3.8, 1.9, 0.95 %) oder III Lösungen von salpetersaurem Silber (5, $2^1/_2$, $1^1/_4$, $^5/_8$, $^5/_{16}$, $^5/_{32}$ %) eingeschaltet, so schwankte das Verhältniss $RJ : R_1 J_1$ der Producte der Widerstände und der durch die Metallabsätze gemessenen Intensitäten in der Reihe I zwischen 0.997—1.024, Mittel 1.006; II 0.964—1.042, Mittel 1.002; III 0.950—1.054, Mittel 0.999, wobei die Grösse der Zahlen nicht den Concentrationen folgt. Analoge Resultate wurden bei Nebeneinanderschaltung von salpetersaurem Kupfer und Silber erhalten. Die Stromverzweigung in flüssigen Leitern findet also nach demselben Gesetze statt, wie in Leitern erster Klasse. Eine auswählende Eigenschaft für den Durchgang des Stromes besitzen also die Electrolyte nicht, wie namentlich Magnus vermuthete (vgl. Wied. Galv. (2) I. § 383 u. 429). G. W.

Literatur-Uebersicht.

Göttinger Nachrichten. 1877. Nr. 12—14.

Fromme. *Ueber die gegenseitige Abhängigkeit von magnetisirender Kraft, temporärem und remanentem Magnetismus, p. 264—280.*

O. E. Schiötz. *Versuche über die scheinbare Anziehung und Abstossung zwischen Körpern, welche sich in Wasser bewegen, p. 291—310.*

C. A. Bjerknes. *Zusatz zu obigem Aufsatz, p. 310—312.*

E. Hoppe. *Mittheilung aus einer Experimentaluntersuchung betreffend den Leitungswiderstand der Flamme gegen den galvanischen Strom, p. 313—319.*

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 12—15.

F. Lippich. *Ueber Brechung und Reflexion unendlich dünner Strahlensysteme an Kugelflächen, p. 118.*

M. Margules. *Ueber die stationäre Strömung der Electricität in einer Platte bei Verwendung geradliniger Electroden, p. 118.*

Al. Handl *und* **R. Pribram.** *Ueber eine Methode zur Bestimmung des Siedepunktes, p. 128.*

Dingler Journal. 1877. T. CCXXIV. Heft 5.

Fr. Kick *und* **Ferd. Pollack.** *Beiträge zur Kenntniss der Mechanik weicher Körper, p. 465—473.*

Randall's *Thermostat., p. 478—479.*

Serrin. *Kohlenlichtregulator, p. 494—496.*

Talford. *Macneill's Mariotte Barometer, 498—499.*

Polytechnisches Notizblatt. 1877. Nr. 1—12.

R. Boettger. *Zwei instructive Vorlesungsversuche, p. 191.*

Zeitschr. für Krystallographie u. Mineralogie. I. Heft 1—4.

H. Baumhauer. *Die Aetzfiguren des unterschwefelsauren Calciums und Strontiums, p. 54—57.*

E. Bertrand. *Vorrichtung zur Bestimmung d. Schwingungsrichtung doppelbrechender Krystalle im Mikroskop, p. 69.*

C. Bodewig. *Ueber die Krystalle des Biacetylphenolphtalein, einer neuen circularpolarisirenden Substanz, p. 72.*

—. *Ueber Kaliumpalladiumchlorid, p. 73.*

L. Calderon. *Optische Untersuchung d. Zuckerkrystalle, p. 73—74.*

O. Lehmann. *Ueber physikalische Isomerie, p. 97—131.*

A. Arzruni. *Ueber d. Einfluss d. Temp. auf d. Brechungsexponenten d. natürlichen Sulfate des Baryum, Strontium u. Calcium, p. 165—192.*

A. Schrauf. *Bemerkungen über optische Symmetrieverhältnisse mit Rücksicht auf Brookit, p. 274—283.*

G. Spezia. *Ueber die Farbe des Zirkon, p. 399—400.*

G. Uzielli. *Ueber Lösungsstreifen am Kaliumchromalaun, p. 401—402.*

L. A. Coromilas. *Ueber d. Elasticität am Gyps und Glimmer, p. 407—412.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXIV. Nr. 24—26. LXXXV. Nr. 1 u. 2.

A. Wurtz. *Sur les densités des vapeurs rép. à M. H. St.-Cl. Deville, p. 1347—1349.*

—. *Sur la notation atomique, rép. à M. Berthelot, p. 1349—1352.*

J. L. Soret *et* **Ed. Sarasin.** *Sur la polarisation rotatoire du quartz, p. 1362—1365.*

E. Reynier. *Sur une nouvelle Lampe électrique à rhéophores circulaires obliques, p. 1368—1369.*

Cance. *Nouv. syst. d'électroaimants à noyaux multiples, p. 1369—1370.*

C. A. Bjerknes. *Aperçu historique etc., suite, p. 1375—1377.*

Gramme. *Recherches sur l'emploi des machines magnéto-électriques à courants continus, p. 1386—1389.*

A. Jamin. *Observations relatives à la comm. précédente, p. 1389.*

Berthelot. *Sur la notation de Berzélius, p. 1407—1408.*

Berthelot. *Quelques observations sur le mécanisme des réactions chimiques, p. 1408—1410.*

Descloiseaux. *Sur la forme cristalline et les propriétés optiques du protojodure de mercure, p. 1418—1420.*

Berthelot. *Remarques sur l'isomorphisme à l'occasion de la Comm. de M. Descloiseaux, p. 1420—1421.*

Th. du Moncel. *Sur les électroaimants à rondelles de fer, p. 1434 —1439.*

C. Bjerknes. *Aperçu historique etc., p. 1446.*

Berthelot. *Sur la chaleur dégagée par les combinaisons chimiques dans l'état gazeux, acides anhydres et eau, p. 1467—1473.*

Berthelot. *Sur l'équivalent des composés organiques, p. 1472—1473.*

C. A. Bjerknes. *Remarques hist. etc., p. 1493—1496.*

J. Coquillon. *Sur la dissociation des carbures au moyen du fil de palladium et sur le rapprochement de ces faits avec les actions de présence ou phénomènes catalytiques, p. 1503—1504.*

Berthelot. *Recherches sur le chloral anhydre et sur son hydrate, p. 8—14.*

E. Amagat. *Recherches sur la compressibilité des liquides, p. 27—29.*

L. Troost. *Sur la vapeur de l'hydrate de chloral, p. 32—34.*

G. Lemoine. *Dissociation de l'acide iodhydrique gazeux en présence d'un excès de l'un des élements, p. 34—37.*

Th. du Moncel. *De la transmission électrique à travers le sol par l'intermediaire des arbres, p. 55—61.*

J. Boussinesq. *Sur les mouvements quasi circulaires d'un point soumis à l'attraction d'un centre fixe, 65—67.*

Blondlot. *Sur le diamagnétisme de l'hydrogène condensé, p. 68—69.*

Gouy. *Recherches photométriques sur les flammes colorés, p. 70—72.*

Ann. de Chimie et de Physique (5) 1877. T. X u. XI. Febr. — Juni.

A. Ditte. *Note historique sur la constitution de la matière, p. 145—161.*

Berthelot. *Formation thermique de l'ozone, p. 162—169.*

Th. du Moncel. *Nouvelles recherches sur la conductibilité des corps médiocrement conducteurs et les phénomènes qui l'accompagnent, p. 194—271, 495—524.*

J. Violle. *Mém. sur la temp moyenne de la surface du Soleil, p. 289—361.*

Berthelot. *Sur la form. therm. des deux aldéhydes propyliques isomères, p. 369—376.*

—. *Sur la form. therm. de l'acide chlorique et des chlorates, p. 377—388.*

—. *Rech. therm. sur l'acide hydrosulfureux, p. 389—396.*

Bertin. *Sur le radiomètre, p. 396—408.*

Leclanché. *Du rôle du peroxyde de manganèse dans les piles électriques, nouvelle pile au peroxyde de manganèse, p. 420—429.*

Berthelot. *Form. therm. de l'hydroxylamine ou oxyammoniaque, p. 433—447.*

—. *Appareils pour les expériences calorimétriques effectuées sur les gaz, p. 447—458.*

A. **Müntz** et E. **Aubin.** *Recherches sur la Mannite au point de vue des propriétés optiques, p. 553—568.*

J. M. **Gaugain.** *Mém. sur la distribution du magnétisme dans les électroaimants, p. 5—45.*

Bertin et **Garbe.** *Mémoire sur la cause des mouvements du radiomètre, p. 45—72.*

P. **Chastaing.** *Étude sur la part de la lumière dans les actions chimiques en particulier dans les oxydations, p. 145—223.*

Archives de Genève. 1877. Bd. LVIII. Heft 6.

Raoul **Pictet.** *Sur les differents modes de cristallisation de l'eau et les causes des apparences variées de la glace, p. 154—175.*

Annales scientifiques de l'Ecole normale Bd. VI. Juli.

L. **Mouton.** *Étude experimentale sur les phénomènes d'induction électrodynamique, p. 217—256.*

Journal de physique. 1877. T. VI. Mai—Juli.

M. **Mascart.** *Sur la théorie des électromètres, p. 169—175.*

De **Waha.** *Procédé pour mesurer l'indice de réfraction des Liquides, p. 186—188.*

Mascart. *Des machines magnéto-électriques et électrodynamiques, p. 205—212.*

J. **Dubosq.** *Expériences de projection ou l'on utilise la persistance des impressions sur la rétine, p. 213—216.*

F. **Massieu.** *Mém. sur les fonctions caracteristiques des divers fluides et sur la théorie des vapeurs, p. 216—217.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLIII. Nr. 7—11.

Note historique sur les boussoles et les compas de marine à aiguilles, p. 278—280.

G. **Sire.** *Paradoxe hydrostatique de Pascal, nouvel appareil de démonstration, p. 287—290.*

Toselli. *Gobelet thermique, p. 311—312.*

Lumière électrique, p. 327—328.

Tremeschini. *Thermomètre métallique nouveau, p. 328.*

Maiche. *Pile, p, 375—377.*

E. **Duchemin.** *Note historique sur les boussoles et les compas de marine à aiguilles, p. 406—408.*

J. **Luvini.** *Miroir tremblant pour la recomposition des couleurs du spectre, p. 427—429.*

Proceedings of the Royal Society V. XXVI. Nr. 180.

Norris. *On certain Molecular Changes which occur in Iron and Steel during the separte acts of Heating and Cooling, p. 127—133.*

W. **Noel Hartley.** *On Attraction and Repulsion of Bubbles by Heat, p. 137—149.*

–. *On the constant Vibration of Minute Bubbles, p. 150—152.*

Philosophical Magazine (5) 1877. V. IV. Nr. 22.

J. M. Heath. *On the Production of Heat by Dynamical Action in the Compression of Gas, p. 14—18.*

H. M. Bosanquet. *Notes on the Theory of Sound, p. 25—39.*

Silvanus P. Thompson. *Note on a Curious effect of Absorption of Light, p. 61—62.*

S. H. Burbury. *On action at a Distance in Dielectrics, p. 62—67.*

S. Tolver Preston. *On the Equilibrium of Pressure in Gases, p. 77.*

W. M. Hicks. *On the specific Heat of Gases, p. 80.*

Nature. V. XV. 14. Juni bis 5. Juli. 1877.

Sitzung der Royal Soc. zu Edinburg am 4. Juni, p. 135.

— — zu Dublin am 21. Mai, p. 135—136.

— — zu London am 14. u. 31. Juni, p. 154. 175—176.

D. Darbishire. *Japanese Mirrors, p. 142—143.*

Silvanus P. Thomson. *Japanese Mirrors, p. 163.*

A. Schuster. *The Spectra of chemical compounds, p. 193—194.*

The Chem. News. 1877. V. XXXV. Nr. 916—918.
XXXVI. Nr. 919—920.

W. Crookes. *On Repulsion Resulting from Radiation Part III. V. XXXV, p. 245—246; 255—256; 267—268. V. XXXVI, p. 1—4. 13—15.*

Il Nuovo Cimento (3) 1877. I. März u. April.

A. Naccari u. M. Bellati. *Interno alla influenza della magnetizzazione sulla conducibilità termica del ferro, p. 107—124.*

Bartoli. *Apparecchio per lo studio della polarizzazione galvanica, p. 133—139.*

E. Beltrami. *Intorno ad alcune questioni di elettrostatica, p. 139—157.*

L'Elettricista. 1877. I. Nr. 6.

P. Volpicelli. *Sull'induzione elettrostatica, p. 169—176.*

Mélanges de Phys. et Chim. tirés du Bulletin de l'Acc. de St. Petersbourg. X.

H. Wild. *Beseitigung des Capillaritätsfehlers beim Wagbarograph, p. 419—430.*

—. Untersuchung eines Nickel-Magnetes, p. 439—453.

R. Lenz. *Ueber den Einfluss der Temp. auf d. Widerstand des Siemens'schen Argentandrahtes, 477—487.*

Separatabzüge.

G. Pisati. *Su la dilatazione la capillarità e la viscosità del sulfo fuso, p. 1—8 (aus den Schriften der Reale Accademia dei Lincei Anno. CCLXXIV. 1876—1877. Auch Gaz. chim. ital. 1877, p. 337—343.*

G. Pisati e S. Sicchilone. *Sulla tenacità dell' ottone e dell' alluminio (loco citato), p. 1—18.*

1877. BEIBLÄTTER № 8.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***J. M. Gaugain.*** *Ueber die Vertheilung des Magnetismus in Electromagneten* (Ann. d. chim. et phys. (5) XI. p. 5—45).

Herr Gaugain bestimmt die Vertheilung des verschwindenden (temporären, weniger permanenten) Momentes in einem geraden Eisenstab oder Hufeisenmagnet ohne Anker, dessen Enden mit Magnetisirungsspiralen umgeben sind, durch die Inductionsströme, welche in einer kurzen, auf die verschiedenen Stellen der Electromagnete geschobenen Spirale beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes inducirt werden. Er nennt die so erhaltene Curve der auf die Punkte der Stäbe als Abscissen bezogenen verschwindenden Momente die „courbe de désaimantation“ und findet, dass ihre Tangente dem freien Magnetismus an den einzelnen Stellen entspricht, der auch, sei es durch die Ablenkung der Magnetnadel, sei es durch Abreissen eines Eisencontactes (wenn auch weniger vollkommen), gemessen werden kann. (Diese Beziehung ist längst bekannt, vgl. u. a. Poisson, Wied. Galv. (2) II. §. 340, van Rees ibid. §. 386).

Ist der hufeisenförmige oder der gerade Stab nur an seinen Enden mit den Magnetisirungsspiralen umgeben, so ist das Moment nahe den der Mitte des Stabes zugekehrten Enden der Spiralen am grössten und fällt stark gegen die Enden, schwächer gegen die Mitte ab; der Stab hat also Folgepunkte und zeigt, wie bekannt, an den der Mitte zugewendeten Enden der Spiralen freie Magnetismen.

Wird nur die eine oder andere Magnetisirungsspirale angewandt und dann beide zusammen, so addiren sich an jeder Stelle die durch die einzelnen Spiralen erzeugten

Momente; indess sind bei gleichgerichteten Magnetisirungen die beim Zusammenwirken der Spiralen beobachteten Werthe etwas grösser als die Summe, bei entgegengesetzten Magnetisirungen etwas kleiner als die Differenz der letzteren Momente, was nach Gaugain von dem grösseren oder geringeren Rückstande an permanentem Magnetismus herrührt (auch wohl von der verstärkenden oder schwächenden Wechselwirkung der Molecularmagnete in beiden Fällen. G. W.).

Dass in offenen Magneten das durch die Inductionsströme gemessene Moment der Stromintensität nahezu proportional ist, nur anfangs ein wenig schneller steigt (wenn nicht die Annäherung an das Maximum erfolgt), ist, wie auch Gaugain erwähnt, schon längst bekannt.

Wird der Anker auf einen Hufeisenelectromagnet gelegt und dann abgerissen, so ist die die Vermehrung des Magnetismus durch den Anker messende Intensität des Stromes in der Inductionsspirale in der Nähe des Ankers (courant d'arrachement) wohl 60—100 mal, bei einem Stahlmagnet nur 5—6 mal grösser, als beim Verschwinden des Magnetismus des offenen Magnetes (vgl. Wied. Galv. (2) II. § 445).

Bei einem permanenten Magnet fällt entsprechend die Intensität der Abreissströme schnell von den Enden der Schenkel gegen die Mitte des Magnetes, bei einem Eisenmagnet aber nahezu nach einer geraden Linie ab (vgl. Wied. Galv. (2) II. § 409). Die Intensität dieser Ströme soll nahezu dem Quadrat der Intensität der magnetisirenden Kraft proportional sein. Abweichungen hiervon sollen von dem permanenten Magnetismus des Eisens herrühren und eliminirt werden, wenn man den neutral gemachten Magnet erst nach einer Richtung durch einen stärkeren Strom magnetisirt und dann die Abreissströme bei Anwendung von 2 gleichen schwächeren Strömen in entgegengesetzter Richtung bestimmt, wobei das mittlere Resultat als Wirkung letzterer Ströme ohne Einfluss des Residuums gelten soll. (Zur Constatirung dieses letzteren Punktes bedürfte es einer genaueren Untersuchung der Wirkung

entgegengerichteter Ströme auf geschlossene Magnete. Da nach Lenz das temporäre Moment sowohl der offenen wie der geschlossenen Electromagnete innerhalb gewisser Grenzen der Stromintensität proportional ist [Wied. Galv. (2) II. § 291 und 447], muss es auch die von Gaugain beobachtete Differenz beider sein; was mit seinen Resultaten nicht stimmt. Bei grösseren Intensitäten tritt bei geschlossenen Magneten erst eine schnellere Zunahme, dann eine schnellere Annäherung an das Maximum ein, als bei offenen. G. W.) In einem Stahlmagnet ist das Ansteigen der Magnetisirung durch Auflegen des Ankers nahezu unabhängig von der Zeit, bei Eisenmagneten dauert es 4—5 Secunden (vgl. Wied. Galv. (2) II. § 834 u. flgde.).

Herr Gaugain beobachtet ferner, dass der in einem geschlossenen Hufeisenelectromagnet nach Oeffnen des magnetisirenden Stromes zurückbleibende, durch die Inductionsströme in der Inductionsspirale beim Abreissen des Ankers gemessene remanente Magnetismus viel stärker ist, als der in einem ungeschlossenen Magnet zurückbleibende permanente.[1]) (Vgl. Wied. Galv. (2) II. § 446). Bei wiederholtem Abreissen des Ankers nimmt der jedesmalige remanente Magnetismus schnell bis zu einem constanten Werth ab (vgl. ibid.), der auch durch äussere Erschütterungen des vom Anker befreiten Magnets erreicht werden kann. Wird dagegen der Electromagnet mit dem Anker versehen, durch einen Strom magnetisirt, der Strom geöffnet und der Magnet durch öfteres Abreissen des Ankers auf einen constanten Zustand gebracht, wieder der Magnet magnetisirt u. s. f., so steigt dabei die Intensität der endlichen Abreissströme (also das remanente weniger permanente Moment G. W.). Wird dann bei umgekehrter Richtung des magnetisirenden Stromes dasselbe Verfahren fortgeführt, so steigt dieselbe noch höher. Ohne Abreissen des Ankers zeigt sich dieses Anwachsen nicht.

Gaugain findet die Erklärung dieses Verhaltens ziem-

[1]) Herr Gaugain wirft hier die Namen remanenter und permanenter Magnetismus zusammen.

lich schwierig. Da jede Stellung eines Molecüls durch Combination der axialen, positiven oder negativen und der äquatorialen unmagnetischen Einstellung dargestellt werden kann, betrachtet er, ohne sie als allein den Thatsachen entsprechend anzusehen, nur diese drei Einstellungen. Er meint, dass durch den zweiten negativen Strom nicht alle durch den ersten positiven Strom axial gerichteten Molecüle umgekehrt werden, also die Magnetisirung der Differenz der Magnetismen beider Gruppen von Molecülen entspräche. Es käme dies davon her, dass, wenn zwei aufeinanderfolgende Molecüle nach der Richtung der Axe bei der Magnetisirung parallel gerichtet würden und sich ihre ungleichnamigen Pole zukehrten, sie einander anzögen, sich nach dem Oeffnen des Stromes diese Anziehung zur Coercitivkraft addirte (sic) und nun die Molecüle den zurückführenden Molecularkräften sowie der umkehrenden Wirkung eines negativen Stromes widerständen, wie wenn also ihre Coercitivkraft gestiegen wäre. Beim Abreissen des Ankers würde durch die Erschütterung ein Theil beider Moleculargruppen in die unmagnetische Lage zurückgeführt; dadurch wäre die Zahl der positiv gerichteten Molecüle kleiner, auf die der nachmals herumgeleitete negative Strom wirkt, die Zahl der negativ gerichteten aber die gleiche, und so nähme die negative Magnetisirung zu.

Ein Electromagnet wird ferner nach der angegebenen Methode nach Einwirkung eines starken Stromes auf den constanten Zustand gebracht, und nachher in gleicher Weise nach Einwirkung schwächerer Ströme behandelt. Die Abreissströme sind im letzteren Falle stärker als im ersteren. Bei erneuter Anwendung des starken Stromes sind sie wieder schwächer. Wird der Anker nur seitlich abgezogen, nicht abgerissen, so zeigt sich dies nicht.

Nach Gaugain wäre diese Erscheinung den stärkeren Erschütterungen beim Abreissen des Ankers nach Einwirkung des ersten Stromes zuzuschreiben. (Es können auch die alternirenden Inductionsströme in der Eisenmasse nach dem Abreissen wirken. G. W.)

Analog ist der Abreisstrom nach dem Oeffnen des

magnetisirenden Stromes und nach wiederholtem directem Abreissen kleiner, als wenn zuerst der Anker nur nach der Seite abgezogen und dann abgerissen wird.

Ferner wird der Electromagnet mit Anker durch einen Strom $+J$ magnetisirt, der Strom ohne Abreissen des Ankers geöffnet, ein Strom $-i < +J$ herumgeleitet und nach dem Oeffnen durch öfteres Abreissen der Magnet auf den constanten Zustand gebracht. Der finale Abreissstrom ist dann stärker als wenn Strom $+J$ allein gewirkt hätte. Die partielle Entmagnetisirung durch $-i$ und schwächere Erschütterung beim Abreissen nach Einwirkung dieses Stromes sollen also weniger entmagnetisiren als die Erschütterung beim Abreissen nach Strom $+J$. (Es wären indess hier die Aenderungen der durch Auflegen des Ankers bewirkten temporären Magnetisirung nach Einwirkung von $+J$ oder von $+J$ und $-i$ zu beachten. G. W.)

Lässt man um einen geschlossenen Electromagnet nach einander in entgegengesetzter Richtung zwei Ströme $+17980$, -8910 circuliren, so ist die durch die Tragkraft oder Abreissströme gemessene Magnetisirung sehr klein, während die positive und negative Magnetisirung durch die Ströme ± 17980 fast gleich ist. Ein solcher einer Reihe nach schwächerer, entgegengesetzter Ströme ausgesetzter Magnet verhält sich nachher gegenüber gleichen aber entgegengerichteten Strömen verschieden, gerade wie Stahlmagnete. (Bekannt für ungeschlossene Magnete. G. Wiedemann. Wied. Galv. (2) II. § 314 u. a. a. O.) Man kann so durch eine Reihe von Strömen, z. B. 18610, 13513, 9901, 8204, 6993, 5997, 5161, 4512, 4061, 3388, 2871, 2540, 2250, 1808, den Magnet fast in den neutralen Zustand überführen.

Hat man einem geschlossenen Magnet durch einmalige Wirkung eines starken Stromes J denselben constanten (remanenten, weniger permanenten) Magnetismus ertheilt wie durch eine Reihe schwächerer Ströme i, so wird im ersten Fall der Magnetismus nicht ganz durch den Gegenstrom $-i$ aufgehoben, der ihn im zweiten Fall vernichtet. Nach Gaugain soll dies Phänomen gemäss den Ansichten

von Jamin von dem verschieden tiefen Eindringen der Magnetisirung bei verschieden starken Strömen herrühren. Es soll die Zahl der orientirten Molecüle in beiden Fällen die gleiche sein, aber die Dicke des ringförmigen Raumes, in dem sie im ersten Falle liegen, soll grösser sein, als bei wiederholter Wirkung des schwächeren Stromes. Diese wiederholte Wirkung desselben Stromes soll eine grössere Zahl von Molecülen richten, aber die von ihnen eingenommene Zone nicht vergrössern.

Ebenso ist die constante Magnetisirung, die beim Abreissen des Ankers nach Wirkung eines stärkeren magnetisirenden Stromes erhalten wird, stabiler als die beim Abgleiten des Ankers nach Wirkung schwächerer Ströme erhaltene, d. h. sie wird erst durch einen stärkeren Gegenstrom vernichtet, der also bis in tiefere Schichten wirken soll.

Wie früher bei Stahlmagneten, magnetisirt Gaugain einen Electromagnet mit Anker durch Strom J, bestimmt den beim Abreissen des Ankers resultirenden Inductionsstrom m; legt den Anker wieder auf, leitet den Strom $+J$ und sofort ohne Fortnahme des Ankers $-i$ herum und bestimmt den Abreisstrom $m_{,}$. Darauf wird wieder Strom J und nach ihm $+i$ herumgeleitet und der Abreisstrom $m_{,,}$ gemessen. Ist dann der remanente Magnetismus, den i entwickelt, gleich y, x der Rest von dem durch J erzeugten Magnetismus nach Einwirkung von $-i$, so soll $x+y=m_{,,}$; $x-y=m_{,}$ sein, woraus sich x und y ergeben, und wo x nach der Jamin'schen Theorie der unterhalb der Schicht e, in welcher die Ströme $\pm i$ magnetisirend wirken, liegende Magnetismus sein soll.

Bei verschiedenen Werthen von J sind für denselben Werth i die Werthe y nahezu gleich dem Werthe, der sich auch direct bei Einwirkung von i auf einen Electromagnet ergibt. Die Werthe $m-x$ steigen dagegen mit der Stromintensität J; es muss also bei wachsendem J die Magnetisirung nicht nur tiefer eindringen, sondern auch in den oberen Schichten, wo der Strom i wirkt, stärker werden.

Das Verhältniss der Differenz des remanenten, weniger permanenten Magnetismus zu der Differenz des temporären und remanenten Magnetismus, welcher durch den beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes erzeugten Inductionsstrom erhalten wird, wird ebenfalls mit wachsender Intensität des magnetisirenden Stromes grösser (vgl. die Resultate von Poggendorff, Wied. Galv. (2) II. § 449).

Bei einer anderen Reihe wurde der Strom J erst 6 mal umgekehrt und nach jedem Durchgang der Anker abgerissen. Endlich wurde nach Unterbrechung des Stromes der Anker 40 mal abgerissen. Der endliche Werth des Abreisstromes entspricht der constant gewordenen Differenz m_c des remanenten und permanenten Momentes. Darauf wurden die Ströme $\mp i$ angewandt und so nach der 5ten oder 6ten Umkehrung, die den früheren Werthen $m_{,}$ und $m_{,,}$ entsprechenden Werthe m_c' und m_c'' bestimmt. Der Anker wurde stets senkrecht zu den Polflächen abgerissen. Hierbei waren die in ähnlicher Weise wie vorher erhaltenen Werthe $m_c - x_c$ entgegen den früheren Resultaten bei wachsenden Intensitäten J nahezu gleich, so dass die Magnetisirung der oberen Schichten nicht steigen soll. Der Grund hiervon soll in den bei den stärkeren Magnetisirungen stärker werdenden Erschütterungen beim Abreissen des Ankers liegen, wodurch namentlich in den Oberflächenschichten die stärker gerichteten Molecüle auch wieder mehr in die unmagnetische Lage zurückkehren. Auch die Werthe y sind nahe dieselben, so dass die Ströme i sowohl in dem unmagnetischen, wie in dem vorher magnetisirten Electromagnet gleiche Magnetismen entwickeln sollen. Wächst J bedeutend, so werden die Werthe y immer kleiner.

Es soll hiernach sowohl die Hypothese von Jamin über das ungleich tiefe Eindringen der verschieden starken Magnetisirungen in die Eisenmassen, wie die Annahme von verschiedenen Molecülen von ungleicher Coercitivkraft, die zu der magnetischen Einstellung ungleicher Kräfte bedürfen, die Phänomene erklären.

Herr Gaugain berücksichtigt in dieser Mittheilung die älteren Arbeiten über das Verhältniss der verschie-

denen Magnetismen geschlossener Magnete und die beim Hin- und Hermagnetisiren auftretenden Analogien des Verhaltens der Magnete mit dem von Körpern, welche äusseren mechanischen Kräften unterworfen sind, und welche die Phänomene in einem anderen Lichte erscheinen lassen, durchaus nicht; auch geht er in keiner Weise auf die Einwendungen ein, welche gegen die von Jamin und ihm aufgestellten Hypothesen (vgl. Pogg. Ann. CLVII. p. 257) erhoben worden sind.

G. W.

II. ***Bosscha.*** ***Ueber das Gleichgewicht eines Tropfens zwischen zwei horizontalen Platten*** (Arch. néerl. XI. p. 466—475. 1876).

Gesucht ist die Gleichgewichtsbedingung für einen Tropfen, welcher auf einer horizontalen Platte ruht und mit einer gleichfalls horizontalen Platte beschwert ist. Die Flüssigkeit, die obere und die untere Platte sollen resp. durch den Index 1, 2, 3 bezeichnet werden; K_1 bezeichne die Arbeit, welche nöthig ist, um die freie Oberfläche der Flüssigkeit um die Oberflächeneinheit zu vergrössern; A_{12} und A_{13} seien die entsprechenden Grössen, bezogen auf die Grenzfläche der Flüssigkeit mit der resp. oberen und unteren Platte; φ_2 und φ_3 die resp. Randwinkel. Dann ist:

$$K_1 \cos\varphi_2 = K_1 - A_{12}, \qquad K_1 \cos\varphi_3 = K_1 - A_{13}.$$

Es sei h die Höhe des Tropfens, O seine Basis an der oberen und unteren Platte, s sein spec. Gewicht, daher shO das ganze Gewicht des Tropfens, wobei zu bemerken ist, dass der Tropfen als sehr gross im Verhältniss zu seiner Höhe vorausgesetzt ist, sodass O sehr gross gegen die freie Oberfläche und an beiden Platten im allgemeinen nahezu gleich ist. Das Gewicht Q der belastenden Platte, welches einen Bruchtheil q des Gewichtes des ganzen Tropfens ausmacht, lässt sich deshalb schreiben als $Q = q.hsO$. Die Höhe variire nun um dh, so ist die virtuelle Arbeit von Q gleich $-Qdh = -qshO.dh$; die des

Tropfengewichtes (da sein Schwerpunkt sich um $\frac{1}{2} dh$ verschiebt): $-\frac{1}{2} s h O . dh$. Da nach der Voraussetzung eines sehr grossen Tropfens Oh constant ist, so ist dO bestimmt durch:

$$O\,dh = -h\,dO.$$

Wäre die Oberfläche frei und erlitte dieselbe eine Aenderung, so würde die entsprechende Arbeit an jeder Basis $-K_1\,dO$ sein; da aber die vorher freie Oberfläche nun in Berührung mit der Wand kommt, so sind die dadurch gewonnenen Arbeiten abzuziehen; es bleibt daher resp. $-(K_1 - A_{12})\,dO$ an der oberen, und $-(K_1 - A_{13})\,dO$ an der unteren Basis. Die Aenderung der freien Oberfläche, welche von Gestaltsänderung herrührt, ist dabei vernachlässigt, weil die freie Oberfläche schon vorher unendlich klein gegen die Fläche $2O$ sein sollte. Die Gleichgewichtsbedingung ist daher:

$$-(\tfrac{1}{2} + q)\,s\,h\,O\,dh - (K_1 - A_{12})\,dO - (K_1 - A_{13})dO = 0,$$

oder, wegen $O\,dh = -h\,dO$:

(1) $$K_1 - A_{12} + K_1 - A_{13} = s\,h^2 (\tfrac{1}{2} + q), \text{ d. h.}$$

(2) $$K_1 \cos \varphi_2 + K_1 \cos \varphi_3 = s\,h^2 (\tfrac{1}{2} + q).$$

Sind beide Platten aus demselben Material, so ist:

(3) $$2 K_1 \cos \varphi = s\,h^2 (\tfrac{1}{2} + q).$$

Ist die obere Platte entfernt, d. h. A_{12} und $q =$ Null, so ist:

(4) $$K_1 + K_1 \cos \varphi = \tfrac{1}{2} s\,h_1{}^2.$$

Die Gleichungen (3) und (4) geben ein Mittel, K_1 und φ zu bestimmen. Es fand sich z. B. für einen auf Glas liegenden Tropfen von im luftleeren Raume destillirtem Quecksilber, welcher 132595 Mgr. wog, die mit dem Sphärometer gemessene Höhe $h_1 = 3.343$ Mm. Nachdem auf ihn eine Glasplatte von 2311 Mgr. (also $q = 0.017$) Gewicht gelegt war, ergab sich $h = 3.085$ Mm. Daraus folgt $K_1 = 48.51$, $\varphi = 55^0\,44'$.

Für den Fall, dass die Höhe h nicht gegen den

Radius r der Basis verschwindet, leitet Bosscha die Gleichung ab:

$$2 K_1 \left(\cos \varphi - \frac{h}{r} \sin \varphi\right) = s h^2 (\tfrac{1}{2} + q).$$

Die Differentialgleichung des Meridians der freien Oberfläche ergibt sich in folgender Weise: Man denke sich durch eine horizontale Ebene im Abstand x von der oberen Basis den Tropfen durchschnitten; es sei Θ der Winkel, welchen der Meridian mit der Durchschnitts-Ebene bildet, so ist nach (2):

$$K_1 \cos \varphi_2 + K_1 \cos \Theta = s x^2 (\tfrac{1}{2} + q).$$

Dies gibt in Verbindung mit (2):

$$\frac{\cos \varphi_2 + \cos \Theta}{\cos \varphi_2 + \cos \varphi_3} = \frac{x^2}{h^2}.$$

Ist die obere Fläche frei, also $A_{12} = 0$ und $\varphi_2 = 0$, so geht diese Gl. über in:

$$\frac{1 + \cos \Theta}{1 + \cos \varphi_3} = \frac{x^2}{h^2}.$$

Ist a der verticale Abstand des verticalen Meridianelementes von der oberen Fläche des Tropfens, so ergibt sich a aus $\cos \Theta = 0$:

$$\frac{1}{1 + \cos \varphi_3} = \frac{a^2}{h^2}$$

und somit:

$$x = a \sqrt{1 + \cos \Theta}.$$

Der Werth von a leitet sich auch ab aus der Gl. (4) für den unbelasteten Tropfen:

$$K_1 + K_1 \cos \varphi = \tfrac{1}{2} s {h_1}^2.$$

Macht man $\varphi = 90^0$, denkt sich also gewissermaassen einen flachen Tropfen auf eine Fläche gelegt, welche den Randwinkel 90^0 ergibt, so wird $a = h_1$, d. h.:

$$\frac{2 K_1}{s} = a^2.$$

Es sind dies die von Quincke auf anderem Wege abgeleiteten und vielfach experimentell benutzten Beziehungen.

Denkt man sich durch einen Cylinder, dessen Axe mit der Axe des Tropfens zusammenfällt, die Kuppe ausgeschnitten; die Weite des Cylinders sei so gewählt, dass seine Wand an den Tropfen anstösst unter dem Winkel φ, so gibt die Form und die Höhe d dieser Kuppe die Depression und Form des Quecksilbers in einer Röhre von der Weite des Cylinders, dessen Wand unter dem Winkel φ vom Quecksilber berührt wird. Mit dem Horizont bildet das Meridianelement den Winkel $(90 + \varphi)$, welches an Stelle von Θ gesetzt für d gibt:

$$d = a\sqrt{1 - \sin\varphi} = \sqrt{\frac{2K_1}{s}(1 - \sin\varphi)}$$

eine nur für sehr weite Röhren anwendbare Formel.

Liegt der Tropfen — wie beim Leidenfrost'schen Versuch — ganz frei, so ist $A_{12} = 0 = A_{13}$, d. h.:

$$2K_1 = \tfrac{1}{2}sh^2; \quad K_1 = \tfrac{1}{2}sa^2; \quad h = a\sqrt{2}.$$

Diese Formel gilt auch für eine Luftblase in einer Flüssigkeit unter einer vollkommen benetzten Platte. Bosscha hält es für zweckmässiger, die Formel $2K_1 = \frac{1}{2}sh^2$, statt der von Quincke benutzten $K_1 = \frac{1}{2}sa^2$ anzuwenden, also die ganze Höhe des Tropfens zu messen, statt der Grösse a.

Die Uebereinstimmung der aus Steighöhen in Röhren mit der aus h berechneten Constante ist im allgemeinen grösser als mit der aus a berechneten, wie der Verf. an einer Reihe Zahlen zeigt.

Br.

III. ***Grinwis.*** *Ueber cylindrische Schallwellen* (Arch. néerl. XI. p. 458—466).

Grinwis hat in mehreren früheren Arbeiten eine von Strutt[1]) zur theoretischen Behandlung der Schallwellen gegebene Methode genauer und weiter durchgeführt. Dieselbe beruht auf folgendem Gedankengang: Befindet sich eine Luftmasse im Zustande von Schallbewegung, so ist

[1]) Philos. Trans. CLXI. p. 77.

ein Theil der ganzen lebendigen Kraft vorhanden als wirkliche Geschwindigkeit — kinetische Energie —, ein zweiter Theil bewirkt eine — adiabatische — Druckänderung, er entspricht einer potentiellen Energie. Beide Theile besitzen bei einer als gegeben angenommenen Maximalamplitude ein verschiedenes Verhältniss je nach der Periode der Schwingungen. Handelt es sich um die Bewegung in einem Resonator, [1]) so ist die potentielle Energie ausserdem direct eine Function der Grösse des Resonators und die ganze lebendige Kraft lässt sich auch noch darstellen als Function der Resonatoröffnung und der Maximalamplitude. Durch diese Relationen lässt sich angeben, welches die Periode sein muss bei gegebener Oeffnung und gegebener Grösse des Resonators, damit dem allgemeinen Gesetz, nach welchem beide Energien sich auf eine Luftmasse vertheilen, in jedem speciellen Falle genügt wird. — Handelt es sich um die Fortpflanzung des Schalles in freier Luft oder durch eine Röhre, so soll die Periode der Schwingungen und die Wellenlänge gegeben sein; dann lässt sich nach denselben Grundsätzen ableiten, wie für verschiedene Schwingungszahlen und verschiedene Entfernungen von der Schallquelle, in der, eine ganze oder eine viertel Wellenlänge dicken, Kugelschale oder auch in der Volumeneinheit sich beide Theile der Energie vertheilen, also die Abnahme der Schwingungsamplitude für verschiedene Tonhöhen bestimmen. [2]) Eine derartige Durchführung enthält die vorliegende Arbeit für cylindrische Wellen. Wir schicken die früher abgeleiteten allgemeinen Formeln voraus:

Ist $\varrho = \varrho_o (1 + \gamma)$ die variable Dichtigkeit, φ das Geschwindigkeitspotential, N die Normale auf einer Fläche gleichen Potentials, a die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles, T die actuelle, E die potentielle Energie im Volumen v, so ist:

$$T = \tfrac{1}{2}\int \varrho \left(\frac{\partial \varphi}{\partial N}\right)^2 dv = \tfrac{1}{2}\varrho_o \int (1+\gamma)\left(\frac{\partial \varphi}{\partial N}\right)^2 dv$$

---

[1]) Grinwis, Arch. néerl. VIII, p. 417; Pogg. Ann. CLX. p. 276.

[2]) Grinwis, sur la théorie mécanique du son, und sur la propagation libre du son. Arch. néerl. X.

und da γ und $\frac{\partial \varphi}{\partial N}$ als kleine Grössen von gleicher Ordnung zu denken sind, so ist bei Beschränkung auf Grössen, welche von der zweiten Ordnung in Bezug auf γ sind:

$$(1) \qquad T = \tfrac{1}{2}\varrho_o \int \left(\frac{\partial \varphi}{\partial N}\right)^2 dv.$$

$$(2) \qquad E = \frac{a^2 \varrho_o}{2} \int \gamma^2 dv = \tfrac{1}{2}\varrho_o \cdot \frac{1}{a^2} \int \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2 dv$$

wegen $\gamma = -\frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t}$.

Die ganze Energie U ist daher:

$$(3) \qquad U = \tfrac{1}{2}\varrho_o \int \left\{ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial N}\right)^2 + \frac{1}{a^2} \cdot \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2 \right\} dv.$$

Die Schallquelle sei eine gerade cylindrische Oberfläche; alle Theilchen sollen sich in derselben Phase befinden. Die Axe des Cylinders sei die x-Axe, r bezeichne den Radius vector $= \sqrt{y^2 + z^2}$. Dann wird die Differentialgleichung für φ:

$$(4) \qquad \frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial r}.$$

Man genügt ihr durch:

$$(5) \qquad \varphi = \Sigma A_n r^n,$$

wo n abnehmende Indices bedeuten und A_n eine Function von r und t ist, welche der Gleichung:

$$\frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial^2 A_n}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A_n}{\partial r^2}$$

genügt, so dass man setzen kann:

$$(6) \qquad A_n = F_n (r - a t).$$

Setzt man die Werthe für φ aus (5) in (4) ein, so ergibt die Vergleichung gleicher Potenzen von r die Möglichkeit, die Grössen A_n gegenseitig aus einander zu berechnen; das erste Glied wird $A_{-\frac{1}{2}}$; schreibt man für dasselbe A, so wird:

$$\varphi = \frac{A}{r^{\frac{1}{2}}} + \tfrac{1}{8} \frac{\int A\, dr}{r^{\frac{3}{2}}} + \tfrac{9}{128} \frac{\iint A\, dr^2}{r^{\frac{5}{2}}} + \tfrac{75}{1024} \frac{\iiint A\, dr^3}{r^{\frac{7}{2}}} + \cdots$$

Entsprechen die Schwingungen einem musikalischen Ton von der Wellenlänge λ, so kann:

$$A = C \cos k (r - a t), \qquad \left[k = \frac{2\pi}{\lambda}\right]$$

gesetzt werden. Somit wird, wenn man noch $k(r - at) = u$ setzt:

$$\varphi = \frac{C}{\sqrt{r}} \left\{ \cos u + \tfrac{1}{8} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{\lambda}{r}\right) \sin u - \tfrac{9}{128} \cdot \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \left(\frac{\lambda}{r}\right)^2 \cos u + \dots \right\}.$$

Beschränkt man sich auf Theilchen, welche weit von der Schallquelle entfernt sind, d. h. auf die beiden ersten Glieder der obigen Reihe, so wird:

$$\varphi = \frac{C \cos u}{r^{\frac{1}{2}}} + \tfrac{1}{8} \cdot \frac{1}{k} \, \frac{C \sin u}{r^{\frac{3}{2}}}.$$

Daraus folgen die zur Bildung von dT und dE nöthigen Werthe:

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{C}{r^{\frac{1}{2}}} \left\{ k \sin u - \tfrac{1}{8} \frac{\cos u}{r} \right\}; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} = - \frac{C}{r^{\frac{1}{2}}} \left\{ k \sin u + \tfrac{3}{8} \frac{\cos u}{r} \right\},$$

wenn in der Klammer des zweiten Ausdruckes ein Glied von der Dimension r^{-2} vernachlässigt ist.

Daraus leitet man ab: $\frac{dE + dT}{dv} = \frac{dU}{dv}$ und bekommt so die Tonintensität J, welche durch die mittlere totale Energie im Volumelement $= 1$ während einer ganzen Schwingung definirt sein soll:

$$J = \frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} \frac{dU}{dv} \, dt,$$

worin T die Schwingungsdauer bedeutet. Die Durchführung der Rechnung ergibt:

$$J = \frac{\varrho_0 C^2}{2 r \lambda^2} \left\{ 4\pi^2 + \frac{5}{64} \left(\frac{\lambda}{r}\right)^2 \right\}. \tag{7}$$

Die von uns nicht näher angeführten Formeln ergeben, dass stets $dT > dE$ ist, sich aber beide mit wachsendem r der Gleichheit ($\frac{1}{2} dU$) nähern. Die in einer Cylinderschale von der Länge l und der Dicke einer Wellenlänge enthaltenen Theile der beiden Energien sind z. B.:

$$E = \varrho_0 \pi l C^2 \left\{ \frac{2\pi^2}{\lambda} + \frac{1}{128} \frac{\lambda}{r(r+\lambda)} \right\}; \quad T = \varrho_0 \pi l C^2 \left\{ \frac{2\pi^2}{\lambda} + \frac{9}{128} \frac{\lambda}{r(r+\lambda)} \right\}.$$

Handelt es sich um einen musikalischen Klang, so wird sich, da in die Intensität J ausser r auch λ eingeht, mit der Entfernung die Klangfarbe ändern. Bezeichnet man das Verhältniss der Intensität (in der Volumeneinheit) vom p-ten harmonischen Oberton zum Grundton in der Nähe der Schallquelle ($r = 0$) mit α_0, in unendlicher — angenähert schon ziemlich geringer — Entfernung mit α, mit λ und λ_p die resp. Wellenlängen, so findet sich leicht aus (7):

$$\alpha = \frac{\lambda^2}{\lambda^2_p}\,\alpha_0 = p^2\,\alpha_0.$$

so dass die Intensität des p-ten Obertones, bezogen auf die Intensität des Grundtones in grosser Entfernung p^2 mal grösser ist als in unmittelbarer Nähe der Quelle.

Br.

IV. **G. Pisati.** *Ueber die Ausdehnung, die Capillarität und die Zähigkeit des geschmolzenen Schwefels* (Reale Acc. dei Lincei CCLXXIV. p. 1—8. Separatabzug).

Der Verfasser hat diese drei Eigenschaften an beiden Modificationen des geschmolzenen Schwefels bestimmt, die man erhält, wenn man die oktoedrischen Krystalle oder die Modification schmilzt, die sich bildet, wenn der flüssige Schwefel längere Zeit auf 300⁰ erhitzt wird.

Die Ausdehnung wurde in einem Dilatometer mit sehr engem Capillarrohr untersucht..

Zur Messung der Capillarität dienten 0.977 Mill. weite Röhren, die in den geschmolzenen Schwefel tauchten und sich mit ihm in einem cylindrischen Gefäss befanden, das selbst wieder von einem Oelbad umgeben war.

Die Zähigkeit wurde entweder durch die Zeit bestimmt, die eine hohle Platinkugel brauchte, um eine gewisse Strecke in dem geschmolzenen Schwefel zu durchfallen, oder aber durch die Zeit, die der geschmolzene Schwefel brauchte, um sich um eine bestimmte Strecke in einer Capillarröhre zu erheben. Die erste Bestimmungs-

methode wurde nur für den ursprünglichen Schwefel ausgeführt.

Die folgenden Tabellen enthalten die bei beiden Modificationen gewonnenen Resultate. Die erste enthält die 1000000-fache Zunahme des specifischen Volumens für einen Grad Temperaturerhöhung, bei der jeweilig in der ersten Columne angegebenen Temperatur, die zweite die capillare Erhebung in Millimetern in einem Capillarrohr, die dritte die nach der zweiten Methode bestimmten Zähigkeiten, die vierte dieselbe Grösse, mit einem anderen Apparat für andere Temperaturen bestimmt.

I			II			III		
Temp.	urspr.	modif.	Temp.	urspr.	modif.	Temp.	urspr.	modif.
125°	282	300	125.6°	6.63	7.84	159°	0.6″	0.5″
135	277	265	135.6	6.41	7.97	160	1.1	0.8
145	273	240	145.6	6,24	7.98	163	24.7	2.1
152.5	250	188	155.6	6.04	8.06	165	55.5	4.9
156	225	155	158.6	6.13	8.13	170	3′ 37″	31.6
157.5	180	140	159.6	6.45	—	175	5 59	1′ 32″
158.5	090	140	160.6	6.95	8.36	180	7 48	2 54
159.5	010	140	161.6	7.54	—	185	8 35	3 58
160.5	020	130	162.6	8.00	8.57	190	9 20	5 25
161.5	060	120	163.6	8.51	8.66	195	9 36	6 14
162.5	060	120	165.6	8.96	8.87	200	9 19	6 31
164	070	115	168.6	9.48	—	205	7 36	6 12
167.5	092	122	170.6	9.70	9.93	210	7 20	5 40
175	123	136	175.6	9.45	10.19	220	5 52	4 49
185	145	150	180.6	8.79	9.10	230	4 30	4 12
195	161	166	190.6	8.09	8.05	240	2 55	3 12
210	186	192				250	2 18	2 15
230	196	193				260	1 41	1 33
245	210	205				270	1 17	1 14
						280	0 45	0 48

IV

Temp.	120°	130°	140°	150°	155°	157°	158°	159°	160°	161°	162°
urspr.	6.6″	5.5″	5.0″	4.4″	4.0″	3.7″	4.6″	14.7″	50.0″	—	820.0″
modif.	6.2″	5.2″	4.6″	4.1″	4.0″	4.7″	7.3″	13.7″	31.8″	69.5″	168.0″

Stellt man die obigen Grössen graphisch als Functionen der Temperatur dar, so sieht man unmittelbar, dass bei beiden Modificationen die Aenderung des specifischen Volumens und die Capillarität zwischen 160° und 170° einen singulären Punkt besitzen, und zwar erstere ein Minimum, letztere ein Maximum; doch treten dieselben beim ursprünglichen Schwefel in weit höherem Maasse hervor, als beim modificirten. Bei Temperaturen über 190° verhalten sich beide Modificationen nahezu gleich.

Die Zähigkeit besitzt bei 175° etwa ein Minimum, um dann schnell zu einem Maximum bei 195° anzusteigen, und dann wieder abzunehmen, auch hier sind die Maxima und Minima beim modificirten Schwefel weniger ausgeprägt als beim ursprünglichen. E. W.

V. ***N. Hesehus.*** *Anwendung des galvanischen Stromes zur Untersuchung des Sphäroïdalzustandes einiger Flüssigkeiten* (J. d. russ. chem. u. phys. Ges. zu St.-Peterburg 1876. VIII. p. 311—344, 356—400. Auszug v. Verfasser).

Nach Poggendorff, Peltier, Wartmann u. a. soll eine Flüssigkeit im Sphäroïdalzustande den galvanischen Strom vollständig unterbrechen, nach Buff und Pierre soll dagegen unter gewissen Umständen, namentlich bei Anwendung starker Ströme und bei Abkühlung des metallischen Gefässes, in welchem sich das Sphäroïd bildet, durch das letztere ein Strom gehen, bevor dasselbe sich zertheilt. Die Unterbrechung des Stromes erklären sie dadurch, dass das Sphäroïd die glühende Unterlage nur in wenigen Punkten berühre und daher einen sehr grossen Widerstand biete. Den sichtbaren Zwischenraum zwischen Sphäroïd und Unterlage erklären sie durch periodische Schwankungen des Sphäroïds. Tyndall und ebenso Berger nehmen eine vollständige Isolation des Sphäroïds von der Unterlage an und erklären den zuweilen beobachteten Durchgang des Stromes durch eine Leitung des Dampfes, welcher die Zwischenschicht ausfüllt.

Die oben angeführte Arbeit sucht die Widersprüche der genannten Autoren zu erklären und zugleich die Frage nach der Temperatur des Sphäroïds zu lösen.

1) Die Schicht zwischen dem Sphäroïd und der glühenden Oberfläche unterbricht in der Regel den galvanischen Strom vollständig, nur ausnahmsweise wird der Strom hindurchgeleitet und zwar einerseits bei niedriger Temperatur der Unterlage kurz vor dem Zerspringen des Sphäroïds oder andererseits bei sehr hoher Temperatur derselben, wenn das Sphäroïd sich in heftiger Bewegung befindet.

Vergleichende Versuche mit verschiedenen Flüssigkeiten (vorwiegend Wasser und stark verdünnte Schwefelsäure) haben gezeigt, dass in den genannten Fällen die unregelmässigen Ablenkungen des Galvanometers eine Folge momentaner, unmittelbarer Berührung des Sphäroïds mit der Unterlage sind, nicht aber einer Leitung der Dampfschicht zugeschrieben werden müssen.

Ausser den genannten Flüssigkeiten wurde ferner Schwefeläther, Alkohol und Quecksilber angewandt, mit Benutzung einer Batterie von 34 Chromsäure-Elementen und eines sehr empfindlichen Sauerwald'schen Galvanometers. Die beiden ersten Flüssigkeiten zeigten, wie erwähnt, innerhalb gewisser Temperaturgrenzen, keine Ablenkung der Nadel; das Quecksilber hingegen ergab eine regelmässige Ablenkung der Nadel bei allen Temperaturen, und hat man dieselbe einer Leitung der Quecksilberdämpfe zuzuschreiben. Der Widerstand dieser Dampfschicht betrug jedenfalls mehr als 5000000 S.-E.

Auch die Beschaffenheit der Oberfläche, über welcher sich das Sphäroid bildet, übt einen sehr bemerklichen Einfluss auf den Durchgang des Stromes aus; je glatter dieselbe, desto leichter ist, wie bekannt, die Entstehung des Sphäroids, desto schwieriger aber der Durchgang des Stromes.

2) Der Abstand des Sphäroïds von der glühenden Unterlage wurde gemessen durch galvanische Kupferreduction an einem in das Sphäroïd eingesenkten Platindraht, wobei als Flüssigkeit eine Kupfervitriollösung benutzt wurde.

Diese Messungen ergaben, dass im allgemeinen zwischen der Unterlage und dem Sphäroïde keine Berührung stattfand, weder eine continuirliche noch eine periodische.

Der Abstand des Sphäroïds von der Unterlage betrug circa 0.1 Mm. und wuchs bei Steigerung der Temperatur der Unterlage bis zu einer gewissen Grenze. Folgendes Beispiel, ausser vielen anderen, zeigt diese Zunahme des Abstandes.

Abstände bei mässig. Erwärmung:	0.12	0.06	0.04	0.04	0	Mm.
„ „ starker „	0.15	0.14	0.16	0.11	0.05	„

Beide Sphäroïde hatten 15 Mm. Durchmesser bei einer Höhe von 5.5 Mm.

Nur wenn das Sphäroïd unruhig war, also bei hohen und niedrigen Temperaturen der Unterlage, konnte kein Abstand zwischen Sphäroïd und Unterlage beobachtet werden.

3) Die Temperaturen des Sphäroïds wurden unter verschiedenen Bedingungen mit einem Thermoelement gemessen, und erwiesen sich als innerhalb weiter Temperaturgrenzen schwankend; sie näherten sich jedoch stets einem Grenzwerthe von 96—97°. Es zeigte sich dabei, dass die Temperaturänderungen sehr langsam erfolgten, in $^1/_2$—1 Minute um wenige Grade, und darin mag der Grund der Verschiedenheit in den Angaben früherer Beobachter liegen.

Diese Thatsachen erklären hinlänglich die bestehenden Widersprüche über den in Frage stehenden Gegenstand.

VI. ***Fr. Kick und Ferd. Polack. Beiträge zur Kenntniss der Mechanik weicher Körper*** (Dingler J. CCXXIV. p. 469—473).

Ueben wir auf einen Cylinder aus einem weichen Körper von oben einen gleichmässigen verticalen Druck aus, so lässt sich zeigen, dass die Theile desselben, die innerhalb von Kegeln, die die Basis des Cylinders als Basis haben, und deren Neigungswinkel φ je nach der Natur der Substanz verschieden ist, allein verticalen Drucken

ausgesetzt sind, während die ausserhalb derselben gelegenen Theilchen auch Verschiebungen nach aussen erfahren, und zwar werden die Kegeloberflächen Rutschflächen. Ist γ der Reibungscoefficient, so wird:

$$\cotg \varphi = \sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma.$$

Aus der Betrachtung dieser Rutschungskegel lassen sich die Risse an gepressten Massen etc. unmittelbar erklären.

E. W.

VII. ***G. Pisati und C. Saporito-Ricca.*** *Ueber die Festigkeit des Kupfers und Stahls* (Vol. della Soc. Ital. delle Scienze (3) II. p. 1—22. Separatabdruck).

VIII. ***G. Pisati und S. Scichilone.*** *Ueber die Festigkeit des Messings und Aluminiums* (R. Accad. dei Lincei Anno CCLXXIV. 1876—1877. p. 1—18. Separatabdruck).

Die Versuche wurden wie die in den Beiblättern (p. 309) berichteten angestellt, nur wurden, um die Verlängerung zu messen, auf dem Draht zwei Marken im Abstand von 100 Mm. angebracht, deren Entfernung nach dem Zerreissen bestimmt wurde. Es sei stets t die Temperatur, λ der Verlängerungscoefficient, T der Festigkeitsmodulus. Beim harten Kupferdraht ist:

t	18°	50°	100°	150°	200°	250°	300°
λ	0.003	0.008	0.005	0.004	0.003	0.007	0.010
T	4961	4765	4614	4321	4133	3798	3130.

Beim weichen Kupfer nimmt der Festigkeitscoefficient mit steigender Temperatur bis 300° nach der Formel $T = 2940 - 3.69\,t$ ab. Er ist vom Durchmesser unabhängig. Die Dehnung ist bei den Drähten sehr variabel.

Der Festigkeitsmodulus weicher Stahldrähte nimmt bis etwa 100° regelmässig ab, steigt dann bis etwa 120—140° zu einem kleineren Maximum, sinkt nochmals bis etwa 180—190° und steigt darauf so stark, dass schon bei 225° der gleiche Werth, wie bei der Zimmertemperatur erreicht ist. Aehnliche Aenderungen hat schon Wertheim beobachtet. Der Festigkeitsmodulus ist bei dickeren Drähten etwas grösser, vielleicht infolge einer Verände-

rung der Oberfläche beim Erhitzen. Der Dehnungscoefficient nimmt beim Erhitzen erst langsam, dann schneller, dann wieder langsamer ab und steigt dann wieder bis 300°.

Beim ausgeglühten Messing (66.58 % Kupfer, 32.41 % Zink, 1.01 % Blei, Zinn u. s. f.) nimmt der Festigkeitsmodulus von 0—200° nach der Formel $T' = 4550 - 3.15\ t$, von 200—300° nach der Formel $T' = 6930 - 14.6\ t$ ab. Der Dehnungscoefficient sinkt erst bis etwa 120° langsam, steigt dann wieder bis 190° zu einem kleinen Maximum und fällt dann schnell ab.

Beim ausgeglühten Aluminium nimmt der Festigkeitsmodulus mit Erhöhung der Temperatur regelmässig ab, im Mittel nach der Formel $T = 5080 - 4.58\ t - 0.0372\ t^2$ bis 100°, nach der Formel $T = 5466 - 12.15\ t$ von 100—300°. Für dickere Drähte ist die Festigkeit kleiner als für dünnere. Der Dehnungscoefficient nimmt bis 40° zu einem kleinen Minimum ab, steigt dann langsam bis gegen 200°, darauf schnell bis zu einem Maximum bei etwa 280°, um darauf langsam abzufallen.

G. W.

IX. **Moutier.** *Ueber den Polymorphismus der Krystalle* (Bull. d. l. Soc. Philomat. (7) I. p. 31—34).

X. — *Ueber die Capillaritätstheorien* (l. c. p. 45—47).

In einem krystallisirten Medium, welches drei zu einander senkrechte Elasticitätsaxen besitzt, wird ein Punkt x, y, z nach einer Deformation (z. B. durch Erwärmung) die Coordinaten ax, by, cz besitzen. Es geht also eine Kugel in ein Ellipsoid über; eine Ebene bleibt eine Ebene, eine Gerade eine Gerade etc. Fallen die Hauptaxen der Elasticität nicht mit den krystallographischen Axen zusammen, so kann durch Temperaturänderung der Krystall sein Krystallsystem ändern. In einer Ebene, welche sich im Abstand 1 vom Coordinatenanfang O befindet, heisse der Fusspunkt der Normalen M, deren Richtungscosinusse resp. $\cos\alpha$, $\cos\beta$, $\cos\gamma$ sind; nach einer Dilatation heisse der M entsprechende Punkt M', so wird die Ebene im

allgemeinen nicht mehr senkrecht zu OM' stehen, die Aenderung der Neigung aber so gering sein, dass man die Grösse der Verlängerung der Normalen bekommt durch Projection von MM' auf eine Linie parallel OM. Sind die parallel den Hauptaxen genommenen Längen 1 übergegangen in resp. $1+a$, $1+b$, $1+c$, so ist die Verlängerung $ax\cos\alpha+by\cos\beta+cz\cos\gamma=(a\cos^2\alpha+b\cos^2\beta+c\cos^2\gamma)$, da $r=1$ gesetzt war. Dies ist die von Fizeau gegebene Formel, nach welcher sich in Krystallen die Wärmeausdehnung in irgend einer Richtung aus den Hauptausdehnungen berechnet.

Aehnliche Betrachtungen gelten, wenn ein Krystall einem allseitig gleichen Druck unterworfen wird; im allgemeinen wird der Einfluss desselben nicht sehr bemerkbar sein. Rührt derselbe aber her von den Molecularanziehungen einer den Krystall umgebenden Flüssigkeit, so kann seine Einwirkung möglicherweise beträchtlich werden und sich so, nach der Ansicht des Verf., vielleicht der Einfluss der Lösungsmittel auf die Krystallform erklären. —

In der zweiten Abhandlung leitet Moutier den zuerst von Laplace gegebenen Satz über die Gleichgewichtsbedingung einer capillaren Flüssigkeitsoberfläche auf Grund der Gauss'schen Behandlung in folgender Weise ab. Die mit der Flüssigkeit in Berührung befindliche Wandfläche sei durch zwei Schaaren von Krümmungslinien in rechteckige Oberflächenelemente $\tilde{\omega}$ zerlegt; die Wand erleide eine unendlich kleine Formveränderung; die Normalen am Rande von $\tilde{\omega}$, welche in der durch Formveränderung entstandenen unendlich benachbarten Wand das Element $\tilde{\omega}+d\tilde{\omega}$ ausschneiden, begrenzen mit $\tilde{\omega}$ und $\tilde{\omega}+d\tilde{\omega}$ zusammen ein Volumelement dv; dann ist nach einem von Bertrand gegebenen Satze (vgl. Kirchhoff, Mechanik, p. 140):

$$d\tilde{\omega}=-\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)dv,$$

wenn R und R' die Hauptkrümmungsradien in $\tilde{\omega}$ bedeuten.

Ist p der auf die Flächeneinheit bezogene Druck im Element $\tilde{\omega}$, so ist die bei der Verrückung des Flächen-

elementes geleistete Arbeit $p\,dv$. Das Potential der Schwere ist $\varrho z\,dv$, wenn ϱ die Dichte, z den Abstand des Elementes dv von einer beliebigen Horizontalebene bedeutet. Die infolge der Molecularkräfte bei der Aenderung der Berührungsflächen der Flüssigkeit mit den umgebenden Medien zu leistende Arbeit ist nach Gauss $-\varrho\,(\alpha^2-2\beta^2)\,d\tilde{\omega}$, daher:

$$-\varrho\,(\alpha^2-2\beta^2)\,d\tilde{\omega}=\varrho\,(\alpha^2-2\beta^2)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)dv.$$

Die Summe der virtuellen Arbeiten ist daher:

$$\left[p+\varrho z+\varrho\,(\alpha^2-2\beta^2)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)\right]dv,$$

welcher Ausdruck wegen der Bedingung, dass das Volumen der Flüssigkeit constant sein soll, die Laplace'sche Gleichung:

$$p+\varrho z+\varrho\,(\alpha^2-2\beta^2)\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)=A$$

gibt. Für $R=\infty=R'$ wird $A=p+\varrho z$, d. h. geleich dem hydrostatischen Druck, der in einer beliebig zu wählenden Horizontalebene herrscht.

Br.

XI. ***M. Mendelejeff und Frl. C. Goutkowski.*** *Versuche über die Capillardepression des Quecksilbers* (Journ. d. phys. Ges. in St. Petersb. VIII. p. 212).

Die Resultate der mit der grössten Sorgfalt ausgeführten Versuche enthält die folgende Tabelle:

Durchmess. der Röhre	Höhe des Meniskus in Millimetern.							
	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6	1.8
	Depression in Millimetern.							
4.042	0.8	1.20	1.47	1.93	2.30	—	—	—
5.462	—	—	0.69	0.98	1.22	1.51	—	—
8.606	—	1.62	0.235	0.312	0.380	0.458	0.530	0.610
12.712	—	—	0.055	0.078	0.103	0.122	0.140	0.153

Diese Werthe weichen beträchtlich von denen ab, die sich aus den gewöhnlichen Formeln berechnen. Ferner ergibt sich, dass bei demselben Rohr der Quotient aus der

Depression und der Höhe des Meniskus nahezu constant ist. Man kann dies zur Erleichterung der Interpolation benutzen. Lm.

XII. ***A. Wurtz. Untersuchungen über das Gesetz von Avogadro und Ampère*** (C. R. LXXXIV. p. 977—983).

XIII. ***A. Wurtz. Untersuchungen über das Avogadro'sche Gesetz*** (l. c. p. 1262—1263).

XIV. ***L. Troost. Ueber den Dampf des Chloralhydrats*** (l. c. LXXXV. p. 32—34).

Lebhafte Controverse (s. d. Literaturverzeichniss) werden zwischen Wurtz und St.-Claire Deville, Troost und Berthelot über die Avogadro'sche Regel geführt, in der Wurtz (Atomist) ein Gesetz erblickt, während die anderen dieselbe als blosse Hypothese betrachten. Avogadro's von Ampère formulirter Satz besagt, dass das spec. Gewicht vergaster Körper, bezogen auf H = 2, gleich ist dem Moleculargewicht. Würde jemals ein Körper gefunden, der von dieser Regel abweicht, etwa ein nur halb so grosses spec. Gewicht hat, so fällt der Satz Avogadro's. Troost glaubt in dem Chloralhydrat einen solchen Körper gefunden zu haben, da in dessen Dampfe (in der Barometerleere) das neutrale krystallwasserhaltige Kaliumoxalat eine Depression bewirkt, woraus er folgert, das Salz erleide hierbei eine Dissociation; dies aber könne nur in unzersetztem Chloralhydratdampf geschehen. Aber abgesehen von Unregelmässigkeiten, welche die chemische Wirkung des Chloralhydrats auf Kaliumoxalat hervorrufen könnte, zeigt Wurtz durch eine Reihe von Versuchen, dass jenes schwer von hygroskopischem Wasser zu befreiende Salz auch in einem Gemenge von Luft und Wasserdampf zu gleichen Theilen eine Vermehrung der Tension bewirke, und zwar etwa in demselben Maasse wie im Chloralhydratdampf. In einem trockenen Gase, z. B. in trockener Luft, ist dagegen die Dissociationstension des Kaliumoxalates weit stärker als im Chloralhydratdampf; derselbe

wäre also nicht ein unzersetztes (trockenes) Gas, sondern ein Gemenge von Wasserdampf und Chloraldampf.

Wurtz hat ferner das krystallwasserhaltige neutrale oxalsaure Kali mit der grössten Sorgfalt von hygroskopischem Wasser zu befreien versucht. Es erleidet dann nach weiteren Versuchen im Dampfe des Chloralhydrats keine merkliche Dissociation.

Auf einem anderen Wege sucht Troost neuerdings das Problem zu lösen. Ist der Dampf des Chloralhydrats unzersetzt, so wird das wasserfreie neutrale oxalsaure Kali ihm kein Wasser entziehen können; ist er zersetzt in Wasser- und Chloraldampf, so wird bei längerem Stehen in demselben das Kaliumoxalat sich des Wassers bemächtigen; was bei Versuchen in der Barometerleere sehr bemerklich sein muss. Die ausgeführten Versuche zeigten, dass das Kaliumoxalat durchaus kein Wasser aus dem Chloralhydratdampf fortnahm, dass letzterer also unzersetzt sein dürfte.

Als Gegenversuch wurde die Einbringung von Wasserdampf mittelst eines kleinen Fläschchens vorgenommen; derselbe wurde nach einiger Zeit vollkommen absorbirt.

C.

XV. ***G. Lemoine. Dissociation von gasförmigem Jodwasserstoff bei Gegenwart eines Ueberschusses eines der beiden Elemente*** (C. R. LXXXV. p. 34—37).

Bringt man Jod und Wasserstoff bei etwa 440° zusammen, und zwar in solchen Gewichtsverhältnissen, dass auf 1 Aeq. Wasserstoff je 1, $^3/_4$, $^1/_2$, $^1/_4$ Aeq. Jod kommt, so findet man, dass, wie zu erwarten, ein um so grösserer Procentsatz des möglichen Jodwasserstoffs gebildet wird, je grösser der Ueberschuss des vorhandenen Wasserstoffs ist. Von der Menge Jodwasserstoff, welche aus dem vorhandenen Jod gebildet werden konnte, entstanden, wenn auf 1 Aeq. Wasserstoff kam 1, $^3/_4$, $^1/_2$, $^1/_4$ Aeq. Jod resp. 76, 83, 86, 88 $^0/_0$.

Es ist dies wohl eine Massenwirkung des Wasserstoffs.

Der Verf. hat die Resultate seiner Untersuchungen auch graphisch dargestellt. C.

XVI. ***J. H. van't Hoff. Die Grenzebene, ein Beitrag zur Kenntniss der Esterbildung*** (Ber. d. chem. Ges. X. p. 669 bis 678).

XVII. ***J. Thomsen. Die partielle Zersetzung und die Esterbildung*** (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1023—1026).

Wie Thomsen die aus der gemessenen Wärmetönung bestimmte partielle Zersetzung wässeriger Salzlösungen mathematisch ausdrückte [1]), so hat dies van't Hoff nach den von Berthelot und Péan de St. Giles gefundenen experimentellen Daten für die partielle Zersetzung der Alkohole durch Säuren, d. h. die Esterbildung, bei und ohne Gegenwart von Wasser gethan. Die Resultate der Versuche sind die folgenden:

1) Die im Maximum gebildete Estermenge ist innerhalb gewisser Grenzen von der Temperatur unabhängig.

2) Wenn man von zwei Säuren diejenigen Mengen, die den Moleculargewichten entsprechen, mit denselben Alkoholmengen zusammenbringt, so ist von beiden derselbe Bruchtheil zur Esterbildung fähig; die verschiedenen Alkohole verhalten sich ebenso.

3) Alkohol und Säure verhalten sich nahezu gleich, d. h. wenn man einerseits eine bestimmte Zahl Säuremolecüle mit einer z. B. doppelten Menge Alkohol zusammenbringt, sodann, dieselben Verhältnisse einhaltend, statt der Säure Alkohol, statt des Alkohols Säure nimmt, so wird im ersteren Falle von der Säure ein gleicher Theil in Ester umgewandelt, wie im letzteren vom Alkohol.

4) Eine von Anfang an zugesetzte Menge Ester wirkt auf die Neubildung dieses Körpers fast genau ebenso wie ein entsprechend grosser Wasserzusatz.

5) Die im Maximum gebildete Estermenge ist unabhängig von dem durch die Mischung eingenommenen Ge-

---

1) Pogg. Ann. CXXXVIII. p. 65.

sammtvolumen, resp. vom Zusatze eines neutralen Körpers.

Nimmt man an, dass die Geschwindigkeit v einer Reaction dem Product der Anzahl der aufeinander einwirkenden Molecüle (P, Q) direct, dem Gesammtvolumen (V) umgekehrt proportional ist, so wird, wenn u die Zahl der bereits gebildeten Estermolecüle, t die Zeit ist:

$$v = \frac{du}{dt} = c \cdot \frac{P \cdot Q}{V};$$

c nennt van't Hoff den Einwirkungscoefficienten; es wird $c = v$, wenn $P = Q = V = 1$. Es ist also c die Zahl im Zeitelemente gebildeter Molecüle des Reactionsproductes, wenn die Mengeneinheiten einwirkender Molecüle in der Volumeneinheit zusammenkommen.

Bei der Esterbildung gehen 2 Reactionen vor sich; die Säure und der Alkohol bilden Ester (A bezeichnet das Alkohol- und S das Säureradical):

$$SOH + AOH = SOA + H_2O;$$

umgekehrt wirkt die schon gebildete Ester- und Wassermenge:

$$SOA + H_2O = SOH + AOH.$$

Während bei Thomsen's Versuchen die Reaction sofort ein Maximum erreicht, geschieht die Esterbildung langsam; das Maximum entspricht der Grösse der partiellen Zersetzung eines Salzes durch Säure. In beiden Fällen ist die Reaction abhängig von den Mengenverhältnissen, unabhängig (innerhalb gewisser Grenzen) von der Temperatur. Die Quantität der auf einander wirkenden Körper ist in beiden Fällen durch die Anzahl der Aequivalente angegeben; in den entwickelten Formeln entsprechen: Thomsen: α Aeq. Natriumsulfat, β Aeq. Salpetersäure, γ Aeq. Schwefelsäure, δ Aeq. Natriumnitrat; van't Hoff: k Aeq. Alkohol, 1 Säure, q Wasser, 0 Ester; dies sind die Quantitäten der Bestandtheile vor der Reaction. Werden durch die Reaction der Säuren und Salze $\varkappa$ Aeq. Natriumsulfat zersetzt, so ist:

(1) $$n^2 (\alpha - \varkappa)(\beta - \varkappa) = (\gamma + \varkappa)(\delta + \varkappa).$$

Sind c_1 und c_2 der Einwirkungscoefficient von Alkohol und Säure einerseits, Ester und Wasser andererseits, und werden bei der Esterbildung u Molecüle Alcohol zersetzt, so ist:

$$\frac{c_1}{c_2}(1-u)(k-u) = u(q+u). \tag{2}$$

Gl. (1) geht in Gl. (2) über, wenn man α, β, γ, δ und x resp. $= k, 1, q, 0$ und u setzt; $\frac{c_1}{c_2}$ entspricht der Constanten n^2. Gl. (2) nennt van't Hoff die „Grenzgleichung", da sie die Grenze bezeichnet, bis zu welcher die Esterbildung fortschreitet.

Thomsen hat die Zersetzung des Natriumsulfats für den Fall untersucht, dass $\alpha = \beta = 1$ und $\gamma = \delta = 0$, um n^2 zu bestimmen; dann ist $k = \frac{2}{3}$, $n^2 = 4$. Ganz analog folgert van't Hoff aus den Versuchen Berthelot's für $k = 1$ und $q = 0$, dass $u = \frac{2}{3}$ und $\frac{c_1}{c_2} = 4$; daher lässt sich die vereinfachte Grenzgleichung schreiben:

$$4(1-u)\left(1-\frac{u}{k}\right) = \frac{u(q+u)}{k}, \tag{3}$$

und u wird:

$$u = \tfrac{1}{6}\left[4(k+1) + q - \sqrt{16(k^2-k+1) + 8q(k+1) + q^2}\right]. \tag{4}$$

Die Formeln, welche für die Zersetzung von Natriumsulfat durch Salpetersäure gelten, sind identisch mit den für die Esterbildung. Der Wirkung von 1 Molecül Säure auf k Molecüle Alkohol entspricht:

$$u = \tfrac{2}{3}\left(k + 1 - \sqrt{k^2 - k + 1}\right),$$

der von 1 Molecül Natriumsulfat auf β Molecüle Salpetersäure:

$$k = \tfrac{2}{3}\left(\beta + 1 - \sqrt{1 + \beta^2 - 3\beta}\right).$$

Construirt man die der Gleichung (4) entsprechende Fläche mit u, q und k als Coordinaten, so liegen alle ihre Punkte in einem Octanten. Der Verf. hat diese krumme Fläche ungenau als „Grenzebene" bezeichnet. Besonders charakteristisch sind die 2 Durchschnitte dieser Fläche, in

denen sämmtliche Werthe von u 1) für $k = 1$ und 2) für $q = 0$ liegen; im letzteren Falle geht die Curve durch den Anfangspunkt und nähert sich asymptotisch einer Geraden, die in dem Abstande 1 parallel der Abscissenaxe verläuft. Die Uebereinstimmung der Formeln mit den experimentellen Daten ist in beiden Fällen befriedigend; für die Esterbildung und für die Zersetzung der Salze durch Säuren in wässeriger Lösung dürften sonach dieselben Gesetze gelten. C.

XVIII. ***G. A. Hirn.*** *Ueber ein Theorem, die Ausdehnung der Dämpfe ohne äussere Arbeit betreffend* (C. R. LXXXIV. p. 592—596. 632—635. 680—683).

Geht ein gesättigter oder übersättigter Dampf, ohne äussere Arbeit zu leisten und ohne Wärme aufzunehmen oder zu verlieren, von einem Volumen V_0 in ein grösseres V über, und bezeichnen P_0 und P den Anfangs- und Enddruck desselben, so ist:

$$PV = P_0 V_0.$$

Dieser, von Hirn 1862 in der ersten Ausgabe seines Werkes: Théorie Mécanique de la Chaleur aufgestellte Satz, welcher sich von dem Mariotte'schen Gesetz für vollkommene Gase dadurch unterscheidet, dass er für ungleiche Temperaturen besteht, gilt nur dann streng, wenn man die Dämpfe als allein aus Massen von veränderlichem Volumen zusammengesetzt betrachten kann. Muss man aber annehmen, dass die Gewichtseinheit eines gesättigten Dampfes aus einem unveränderlichen „atomischen Volumen“, Ψ und einem dazwischen befindlichen, allein veränderlichen „interatomischen Volumen“, v besteht, so ist der obige Satz nur angenähert richtig, und in der letzten Ausgabe seines Werkes (1875—1876) hat Hirn gezeigt, dass dann mit grösserer Genauigkeit, aber immer nur angenähert der folgende gilt:

$$(\Omega) \qquad P(V - \Psi) = P(V_0 - \Psi).$$

Die Herleitung dieses Theorems vervollständigt der Ver-

fasser jetzt dadurch, dass er die Grösse Ψ in den Beweis selbst einführt.

In einem luftleeren Raume mögen sich zwei gleich hohe Gefässe, A und B von den Querschnitten s und $S>s$ befinden, deren Wände für Wärme undurchdringlich, und die unten durch eine enge, mittelst eines Hahnes r verschliessbare Röhre mit einander verbunden seien. In ihnen bewegen sich ohne Reibung zwei Kolben von dem gleichen Gewichte, deren gezahnte Stangen in das gleiche Zahnrad greifen, so dass bei einer Senkung des einen Kolbens der andere um die gleiche Höhe gehoben wird.

Am Anfang befinde sich der Kolben in A in der höchsten Stellung, in B am Boden des Gefässes, und A sei, während der Hahn r geschlossen ist, mit einem beliebigen gesättigten Dampfe, ohne flüssige oder überhitzte Theile, von dem Druck P_0 und der Temperatur t_0 angefüllt. Wird dann r ein wenig geöffnet, so sinkt der Kolben in A allmählich zu Boden, der in B steigt empor, bis schliesslich aller Dampf nach B übergeströmt ist. Da dieser Vorgang ohne Leistung äusserer Arbeit und ohne Verbrauch oder Gewinn von Wärme stattfindet, so bleibt die gesammte Energie des Dampfes constant. Bezeichnet also M und U_0 seine gesammte Masse und Energie in der Gewichtseinheit zu Anfang, m und U_a, resp. $(M-m)$ und U_b die in A, resp. B enthaltene Masse und Energie in der Gewichtseinheit zu einer beliebigen Zeit des Versuches, so ist:

$$(1) \qquad mU_a + (M-m)\,U_b = MU_0.$$

Nimmt man an, dass sich die Energie in beiden Gefässen ändert, so ergibt sich durch Differentiation der Gleichung (1):

$$(2) \qquad (U_a - U_b)\,dm + m\,dU_a + (M-m)\,dU_b = 0.$$

Wie der Verfasser in seinem Werk (3. Ausg. I. p. 388 u. folgd.) gezeigt hat, ist dann:

$$m\,dU_a = -\,m\,A\,P_a\,dV_a,$$
$$(M-m)\,dU_b = A[(P_a-P_b)\,dv - P_b(dY-dv) - (M-m)P_b\,dV_b].$$

Darin bedeuten: P_a, V_a, P_b, V_b die Drucke und speci-

fischen Volumina der Dämpfe in A und B, dv das Volumen des im Zeitelement von A nach B übergeströmten Dampfes, Y dasjenige, welches derselbe in B annimmt, und $A = \frac{1}{E}$ das mechanische Wärmeäquivalent.

Da ausserdem $P_b : P_a = s : S$ ist, geht Gleichung (2) über in:

$$(3)\qquad E(U_a - U_b)\,dm - m P_a dV_a - (M-m)\frac{s}{S} P_a dV_b + P_a\left(dv - \frac{s}{S} dY\right) = 0.$$

dv berechnet der Verf. gleich der Volumenverminderung des Gefässes A durch Senkung des Kolbens um sdh, vermehrt um die Volumenvermehrung, $m dV_a$ des in A enthaltenen Dampfes und um das Volumen, Ψdm des Zuwachses der ganzen in A vorhandenen Masse; analog dY; nämlich:

$$dv = s dh + m dV_a + \Psi dm; \quad dY = S dh - (M-m) dV_b - \Psi dm.$$

Durch Einführung dieser Werthe erhält man aus den Gleichungen (3) und (1):

$$E(U_b - U_a) = E\frac{M(U_0 - A_a)}{M-m} = \left(1 + \frac{s}{S}\right)\Psi P_a,$$

oder, wenn man die Dichtigkeit des Dampfes in A und das Volumen von A zu Anfang mit $\varDelta$ und V_0, in dem beliebigen Zeitpunkt mit δ und V bezeichnet:

$$(4)\qquad \frac{E V_0 \varDelta (U_0 - U_a)}{V_0 \varDelta - V\delta} = \Psi\left(1 + \frac{s}{S}\right) P_a.$$

Druck, Dichte, specifisches Volumen, Temperatur und Energie eines gesättigten Dampfes sind so mit einander verbunden, dass jede dieser Grössen durch eine einzige bestimmt ist. Die Gleichung (4) gibt eine Relation zwischen ihnen an, zu deren Prüfung die numerischen Daten jedoch vorläufig noch nicht ausreichen. Dieselbe ist ohne jede willkürliche Hypothese über die Constitution der Dämpfe abgeleitet worden, nur unter Einführung des „atomischen Volumens“ Ψ und unter der Voraussetzung, dass die Dämpfe bis auf ihre kleinsten Theilchen dem gleichen Ausdehnungs-

gesetze gehorchen. Kann man $\Psi = 0$ annehmen, so geht die Gleichung (4) über in:

$$U_a = U_o = \text{const.},$$

woraus sich (vgl. Théorie etc. (3) I. p. 400) ergibt:

$$PV = P_o V_o.$$

Ist Ψ jedoch eine endliche Grösse, so kann die gleiche Beziehung nur für die Volumina der veränderlichen Theile des Dampfes bestehen:

$$(\Omega) \qquad P(V - \Psi) = P_o(V_o - \Psi),$$

und diese ist, wie ebenfalls Gleichung (4) zeigt, auch nur angenähert richtig. Gelingt es, auf eine andere Weise, entweder die Gleichung $PV = P_o V_o$ oder die angenäherte Gültigkeit der Gleichung (Ω) herzuleiten, so wird damit die Frage entschieden sein, ob Ψ eine unendlich kleine oder eine endliche Grösse ist.

Schliesslich erklärt der Verfasser, dass die von Herrn Weyrauch in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure[1]) gegen das nach ihm benannte Gesetz geübte Kritik den Umstand unberücksichtigt lässt, dass die Ausdehnung des Dampfes ohne äussere Arbeit und ohne Wärmegewinn oder Wärmeverlust stattfinden soll, und dass sie sich überhaupt nicht auf das obige Gesetz, sondern auf das folgende bezieht: $dJ = Cd(pv)$ ($J =$ Dampfwärme, C eine Constante), welches aus demselben von Herrn Zeuner abgeleitet und irrthümlich ihm (Hirn) zugeschrieben worden sei, ein Versehen, welches Zeuner bereits in der gleichen Zeitschrift berichtigt hat.

E. L.

XIX. ***J. Thomsen. Die Lösungswärme der Chlor-, Brom- und Jodverbindungen*** (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1017—1023).

Thomsen theilt mit, dass seine in den letzten 4 Jahren angestellten, besonders auf die Affinitätsphänomene der Metalle gerichteten thermochemischen Unter-

1) S. auch Rep. math. von Königsberger und Zeuner. I. p. 140.

Formel …indungen	Wasser-mol. d. Lösung	Lösungswärme bei 18° C.	Analyse
	200	− 4440 C.	—
	200	− 5080 „	—
	200	− 5110 „	—
	100	− 1180 „	—
	200	− 190 „	—
	200	+ 1220 „	—
$+ 2 H_2O$	300	− 4710 „	2.10 Mol.
$+ 2 H_2O$	300	− 4010 „	2.04 „
	230	+ 8440 „	—
	400	+ 2070 „	—
	400	+ 4980 „	—
$+ 2 H_2O$	400	− 4930 „	1.98 „
$+ 2 H_2O$	400	− 4130 „	2.00 „
	400	+ 11140 „	—
	400	+ 16110 „	—
$+ 6 H_2O$	400	− 7500 „	6.00 „
$+ 6 H_2O$	400	− 7200 „	6.18 „
	300	+ 17410 „	—
	400	+ 24510 „	—
	400	+ 27690 „	—
$+ 6 H_2O$	400	− 4340 „	6.07 „
	800	+ 35920 „	—
$+ 6 H_2O$	400	+ 2950 „	6.11 „
	2500	+ 153690 „	—
	300	+ 15630 „	—
	400	+ 15030 „	—
	400	+ 11310 „	—
	400	+ 3010 „	—
	400	+ 440 „	—
	400	− 960 „	—
$+ 2 H_2O$	400	+ 760 „	2.10 „
$+ 4 H_2O$	600	− 7290 „	4.06 „
	350	+ 16010 „	—
$+ 4 H_2O$	400	+ 1540 „	3.88 „
	2000	+ 63360 „	—
	350	+ 17900 „	—
$+ 4 H_2O$	400	+ 2750 „	—
	400	+ 18340 „	—
$+ 6 H_2O$	400	− 2850 „	5.80 „
	400	+ 19170 „	—
$+ 6 H_2O$	400	− 1160 „	6.02 „
	600	+ 11080 „	—
	400	+ 8250 „	—
$+ 2 H_2O$	400	+ 4170 „	1.99 „

Chem. Formel der Verbindungen	Wasser-mol. d. Lösung	Lösungswärme bei 18° C.	Analyse
$PbCl_2$	1800	− 6800 C.	—
$PbBr_2$	2500	− 10040 „	—
Tl_2Cl_2	9000	− 20200 „	—
$HgCl_2$	300	− 3300 „	—
$HgCl_4K_2 + 2 H_2O$	600	− 16390 „	—
$HgBr_4K_2$	660	− 9750 „	—
HgJ_4K_2	800	− 9810 „	—
PCl_3	1600	+ 65140 „	—
$AsCl_3$	450	+ 17580 „	—
$SbCl_3$	900	+ 8370 „	—
$AuCl_3$	900	+ 4450 „	—
$AuBr_3$	2000	− 3760 „	—
$AuCl_3 + 2 H_2O$	600	− 1690 „	2,10 Mol.
$AuCl_4H + 3 H_2O$	450	− 5850 „	3.65 „
$AuBr_4H + 5 H_2O$	1000	− 11400 „	5.28 „
$SnCl_2$	300	+ 350 „	—
$SnCl_4$	300	+ 29920 „	—
$SnCl_2 + 2 H_2O$	200	− 5370 „	—
$SnCl_4K_2 + H_2O$	600	− 13420 „	—
$SnCl_6K_2$	800	− 3380 „	—
$TiCl_4$	1600	+ 57870 „	—
$SiCl_4$	3000	+ 69260 „	—
$PdCl_4K_2$	800	− 13630 „	—
$PdCl_6K_2$	—	− 15000 „	—
$PtCl_4K_2$	600	− 12220 „	—
$PtCl_4Am_2$	600	− 8480 „	—
$PtBr_4K_2$	800	− 10630 „	—
$PtCl_6K_2$	—	− 13760 „	—
$PtBr_6K_2$	2000	− 12260 „	—
$PtCl_6Na_2 + 6 H_2O$	900	− 10630 „	5.98 „
$PtBr_6Na_2 + 6 H_2O$	800	− 8550 „	6.05 „
$PtCl_6Na_2$	800	+ 8540 „	—
$PtBr_6Na_2$	600	+ 9990 „	—
HCl	300	+ 17310 „	—
HBr	400	+ 19940 „	—
HJ	500	+ 19210 „	—
NH_4Cl	200	− 3880 „	—
NH_4Br	200	− 4380 „	—
NH_4J	200	− 3550 „	—
NOH_4Cl Hydroxylaminchlorid	200	− 3650 „	—
$PtN_4H_{12}Cl_2 + H_2O$ Platindiaminchlorid	400	− 8760 „	—
SC_6H_{15} Triäthylsulfinjodid	267	− 5750 „	—

suchungen sich einem Abschluss nähern, und verspricht, die wichtigsten Resultate seiner Arbeit systematisch geordnet zu veröffentlichen.

Vorläufig gibt er vorstehende Tabelle[1]) über die Lösungswärme einer Anzahl Haloidverbindungen bei etwa 18° C.

Die bemerkenswerthesten Ergebnisse aus diesen Zahlen sind:

1) Von den untersuchten Verbindungen lösen sich die wasserfreien, theils mit Wärmeentwickelung, theils mit Wärmeabsorption.

2) Diejenigen wasserfreien Verbindungen, welche sich mit Wärmeentwickelung lösen, bilden mit Wasser krystallisirende Verbindungen.

Beim Jodcadmium und Goldbromid, die beim Lösen Wärme absorbiren, nimmt der Verf. an, dass sie sich bei gewöhnlicher Temperatur nicht mit Wasser verbinden. Jodnatrium, welches mit Wasser krystallisirt, entwickelt Wärme beim Lösen. Die Lösungswärme des Bromnatriums ist fast Null, weil sein Hydrat bei gewöhnlicher Temperatur sich leicht zersetzt. Chlornatrium krystallisirt nur unter —10° C. mit Wasser. Beim Lösen desselben wird daher Wärme verbraucht.

3) Die wasserhaltigen Haloidverbindungen lösen sich in Wasser fast alle mit Wärmeabsorption.

Es ist zu vermuthen, dass von den Salzen, die ein entgegengesetztes Verhalten zeigen, wie z. B. $MgCl_2 + 6H_2O$, Verbindungen mit grösserem Wassergehalt dargestellt werden können.

4) Die Wärmetönung der Hydratbildung ist positiv; sie resultirt als Differenz zwischen der Lösungswärme der wasserfreien und der wasserhaltigen Verbindung. Die Grösse der Wärmeentwickelung ist abhängig von der An-

[1]) Die in der 4. Columne beigefügten Zahlen geben die durch Analyse bestimmte Wassermenge der wasserhaltigen Verbindungen welche nicht auf den durch die Formel ausgedrückten Wassergehalt zu bringen waren, weil sie theils beim Trocknen verwitterten, theils hygroskopisch waren.

zahl der aufgenommenen Wassermolecüle, wie folgende Tabelle zeigt.

Hydratwärme f. 2 Mol. H_2O.		Hydratwärme f. 4 Mol. H_2O.		Hydratwärme f. 6 Mol. H_2O.	
$BaBr_2$	9110 C.	$MnCl_2$	14470 C.	$MgCl_2$	32970 C.
$BaCl_2$	7000 „	$FeCl_2$	15150 „	$SrBr_2$	23310 „
$CuCl_2$	6910 „	$CdBr_2$	7730 „	$SrCl_2$	18640 „
$AuCl_3$	6140 „			$CaCl_2$	21770 „
$SnCl_2$	5720 „			$CoCl_2$	21190 „
NaJ	5230 „			$NiCl_2$	20330 „
NaBr	4520 „			$PtCl_6Na_2$	19170 „
$CdCl_2$	2250 „			$PtBr_6Na_2$	18540 „

5) Die Grösse der Lösungswärme der wasserfreien Haloidverbindungen scheint verschiedenen Gesetzen zu gehorchen.

Bei den Haloidverbindungen der Metalle der alkalischen Erden steigt die Lösungswärme mit wachsendem Atomgewicht des electronegativen und abnehmendem Atomgewicht des electropositiven Bestandtheils. Dasselbe ist der Fall bei den Haloidverbindungen des Natriums und wahrscheinlich auch des Lithiums. Dagegen verringert sich die Lösungswärme der Haloidsalze der schweren Metalle, ferner des Kaliums und vielleicht auch des Thalliums mit zunehmendem Atomgewicht des electronegativen Bestandtheils. Beim Kalium und Thallium ist dies vielleicht damit zu erklären, dass diese beiden Metalle keine wasserhaltigen Haloidverbindungen bilden. Eine Gesammtübersicht geben nachstehende Tabellen.

	Q=Cl	Q=Br	Q=J		Q=Cl	Q=Br	Q=J
BaQ_2	2070 C.	4980 C.	—	Tl_2Q_2	−20200 C.	—	—
SrQ_2	11140 „	16110 „	—	K_2Q_2	− 8880 „	−10160 C.	−10220 C.
CaQ_2	17410 „	24510 „	27960 C.	Na_2Q_2	− 2360 „	− 380 „	+ 2440 „
MgQ_2	35920 „	—	—	Li_2Q_2	+16880 „	—	—

	Q = Cl	Q = Br	Q = J
$Zn Q_2$	+ 15630 C.	+ 15030 C.	+ 11310 C.
$Cu Q_2$	+ 11080 „	+ 8250 „	—
$Cd Q_2$	+ 3010 „	+ 440 „	— 960 „
$Pb Q_2$	— 6000 „	— 10040 „	—
$Au Q_3$	+ 4450 „	— 3760 „	—

Die Lösungswärme der Verbindungen von der Formel R_2Cl_6 ist um so grösser, je geringer das Atomgewicht des electropositiven Bestandtheils.

	Au_2Cl_6	Sb_2Cl_2	As_2Cl_2	Fe_2Cl_6	P_2Cl_6	Al_2Cl_6
Lösungswärme	8900 C.	17700 C.	35160 C.	63360 C.	130280 C.	153690 C.
Atomgew. d. Metalls	196	122	75	56	31	27

Von Interesse ist es, die Lösungswärmen der wasserfreien Chlorverbindungen der Alkalimetalle und der Metalle der alkalischen Erden mit einander zu vergleichen. Es ergibt sich dabei nämlich immer annähernd dieselbe Differenz.

Die Differenz der Lösungswärme ist

zwischen	$Ba Cl_2$	und	$Tl_2 Cl_2$	22270 C.
„	$Sr Cl_2$	„	$K_2 Cl_2$	20020 „
„	$Ca Cl_2$	„	$Na_2 Cl_2$	19770 „
„	$Mg Cl_2$	„	$Li_2 Cl_2$	19040 „

Lbg.

XX. *W. J. Miller. Schwimmendes geschmolzenes Eisen* (Nature XVI. p. 23—24).

Warf man reine Kugeln von kaltem Eisen auf eine geschmolzene, an ihrer Oberfläche gleichfalls gereinigte Eisenmasse, so sanken die Kugeln erst unter, kamen aber dann bald wieder an die Oberfläche und schwammen; der aus der Flüssigkeit ragende Theil derselben war freilich sehr klein. Das ursprüngliche Untersinken des Eisens erklärt sich daraus, dass das kalte Metall ein grösseres

specifisches Gewicht als das geschmolzene besitzt; im glühenden Zustande wäre dasselbe aber, wie sein späteres Schwimmen ergibt, ein wenig leichter als das geschmolzene. Es dehnt sich also in der That beim Erstarren das Eisen wie das Wasser aus. Dass flache Eisenstücke auf geschmolzenes Eisen geworfen, gar nicht untersinken, erklärt sich daraus, dass sie bei gleicher Masse eine grössere Oberfläche als die Kugel besitzen und sich daher schneller erwärmen.

Bei Versuchen mit Blei ergab sich stets ein Untersinken der aufgeworfenen Kugeln, das Blei zieht sich also wie die meisten Körper beim Erstarren zusammen. E. W.

XXI. ***Des Cloizeaux.*** *Ueber die Krystallform und die optischen Eigenschaften des Quecksilberjodürs* (C. R. LXXXIV. p. 1418—1420).

XXII. ***M. Berthelot.*** *Bemerkung hierzu* (l. c. p. 1420—1421).

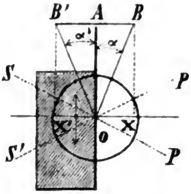
Die Krystalle des Quecksilberjodürs treten meist als dünne, biegsame, ziemlich leicht parallel der Basis spaltbare, schwach dichroitische Blättchen des quadratischen Systems auf, die optisch positiv und stark doppelbrechend sind. Mit dem Quecksilberchlorür (Calomel) ist es, wie zu erwarten, optisch und geometrisch völlig isomorph. Merkwürdig ist seine geometrische Isomorphie mit dem rothen Quecksilberjodid; letzteres ist jedoch optisch negativ. C.

XXIII. ***L. Laurent.*** *Neues Saccharimeter* (Dingler J. CCXXIII. p. 608—614).

Als Lichtquelle dient bei obigem Apparat ein Bunsen'scher Brenner mit sehr starkem Zug, in dessen Flamme Chlornatrium verdampft. Nachdem durch eine Platte aus doppeltchromsauren Kali die violetten Strahlen der Flamme abgehalten, fallen die übrigbleibenden gelben auf ein polarisirendes doppeltbrechendes Prisma. Der beim Durchgang durch dieses entstehende ordinäre Strahl wird abge-

blendet; der extraordinäre geht durch ein Diaphragma H (v. Fig.), dessen eine Hälfte mit einer parallel zur Axe geschliffenen Quarzplatte bedeckt ist.

Die Richtung ihrer Axe ist durch den Pfeil in der Zeichnung angegeben, liegt also || AO. Die Dicke der Platte ist so gewählt, dass die || und ⊥ zur Axe polarisirten, durch sie hindurchgehenden Strahlen einen Gangunterschied von einer halben Wellenlänge erleiden. Zwischen diese Platte und das analisirende Nicol A wird die mit der zu untersuchenden Substanz gefüllte Röhre geschaltet. Ein Galilei'sches Fernrohr dient zum Einstellen auf die Quarzqlatte.



Stellen wir zunächst die Polarisationsebene des Polarisators parallel AO, so wird bei jeder Stellung des Analysators das Gesichtsfeld gleichmässig hell erscheinen. Neigen wir aber P um einen Winkel α gegen OA, so wird die Lage der Polarisationsebene der durch den Quarz gegangenen Strahlen || OB' sein, indem die || Ox' und OA polarisirten Strahlen einen Gangunterschied gegen einander von einer halben Wellenlänge erlitten haben (dabei ist $AOB' = \alpha$). Es werden daher diese ausgelöscht, wenn der Analysator die Lage $S'P'$ besitzt, während die durch die unbedeckte Hälfte des Diaphragmas gegangenen in der Lage SP ausgelöscht werden. In der Lage zwischen SP und $S'P'$ werden beide Hälften des Gesichtsfeldes gleich hell erscheinen; es ist dies die Nullage. Da beim Drehen des Analysators ein plötzlicher Wechsel von Hell zu Dunkel eintritt (ähnlich wie beim Jelett'schen Prisma), so gestattet die Vorrichtung eine sehr genaue Einstellung. Schaltet man eine drehende Substanz zwischen Analysator und Polarisator ein, so giebt die Drehung des ersteren, die nöthig ist, um beide Hälften des Gesichtsfeldes wieder gleich hell erscheinen zu lassen, die Grösse der Drehung der Polarisationsebene an. E. W.

XXIV. ***Thoré.*** *Neues Saccharimeter* (Mondes (2) XLII. p. 587—589).

Der Hauptheil des obigen Apparates ist eine sehr dünne, planparallele Gypsplatte, die aus einem Zwillingskrystalle geschnitten ist. Sie wird zwischen zwei parallele Glasplatten mit Canadabalsam eingeschlossen und so auf ein rundes Diaphragma befestigt, dass dasselbe von der Zwillingsebene halbirt wird. Das polarisirende Nicol wird so gestellt, dass sein Hauptschnitt einen Winkel von 45° mit der betreffenden Ebene bildet. Stellt man dann das analysirende senkrecht zu ersterem, so erscheinen beide Hälften des Gesichtsfeldes gleich gefärbt, es ist dies die Nullage. Eine kleine, kaum 20 Minuten betragende, Drehung dieses Nicols genügt, um die Gleichheit verschwinden zu lassen. Hat man die Nullage bestimmt und schaltet dann zwischen die betreffende Glasplatte und das analysirende Nicol die drehende Substanz ein, so muss man das letztere um eine bestimmte Anzahl Grade, die gleich der zu bestimmenden Drehung der Polarisationsebene sind, drehen, damit wieder beide Hälften gleich gefärbt erscheinen. E. W.

XXV. ***Langley.*** ***Neue Methode der Anwendung der Spectroskopie auf Probleme der physikalischen Astronomie*** (C. R. LXXXIV. p. 1145—1147).

Herr Langley beabsichtigt, die durch die Doppler'sche Theorie geforderte relative Verschiebung der Fraunhofer'schen Linien in zwei aneinanderstossenden Spectren, welche entgegengesetzten Punkten des Sonnenäquators angehören, nachzuweisen, indem er sich dabei namentlich eines ausgezeichneten Rutherfurd'schen Gitters und nicht näher beschriebener Prismen-Dispositionen bedienen will. Die Zweckmässigkeit der Wahl der Absorptionslinien der Erdatmosphäre, auf deren Lage ja die Sonnenrotation keinen Einfluss ausüben kann, als Ausgangspunkt der Verglei-

chung, ist von Zöllner bereits in seiner ersten Publication über diesen Gegenstand 1869 [1]) entwickelt worden.

Zn.

XXVI. ***De Waha. Verfahren, um den Brechungsindex von Flüssigkeiten zu bestimmen*** (J. d. Phys. VI. p. 186–188).

Versilbert man die hintere Fläche eines Prismas mit dem brechenden Winkel α und bestimmt den Einfallswinkel i, bei dem der gebrochene Strahl senkrecht auf der hinteren Fläche steht, bei dem er also nach der Reflexion an der hinteren Fläche und erneuter Brechung an der vorderen mit dem einfallenden Strahl zusammenfällt, so ist der Brechungsexponent $n = \frac{\sin i}{\sin \alpha}$. Um diese Methode für die Bestimmung des Brechungsexponenten von Flüssigkeiten zu benutzen, taucht der Verfasser in den dieselben enthaltenden parallelepipedischen Trog eine versilberte Glasplatte und bildet dadurch ein Flüssigkeitsprisma, dessen Winkel nach bekannten Methoden bestimmt wird.

E. W.

XXVII. ***Gouy. Photometrische Untersuchungen über farbige Flammen*** (C. R. LXXXV. p. 70—72).

Der Verfasser untersucht zunächst den Einfluss, den die Dicke und die Zusammensetzung der Flamme, die Natur und die Menge des von der brennbaren Mischung mitgeführten Salzes auf die Helligkeit haben.

1) Für die Dicke der Flamme ist er zu dem Satz gelangt, dass, wenn dieselbe um $\frac{1}{n}$ zunimmt, die Helligkeit um $\frac{k}{n}$ wächst, wo $k = 0.35$ für Natrium, 0.45 für Lithium ist, und zwischen 0.9 und 1 für die Calcium- und Strontiumlinien liegt. Dabei nimmt mit zunehmender Helligkeit k etwas ab, auch gilt die obige Formel nicht mehr

[1]) Pogg. Ann. CXXXVIII. p. 39.

für $n < 1$ und nur für die Stellen der Flamme, wo diese homogen ist, also unmittelbar über der Oeffnung.

2) Brennt die Flamme mit einem kleinen Ueberschuss von Leuchtgas, den man allmählich vermindert, so nimmt die Helligkeit beim Lithium, Calcium, Strontium, Baryum langsam, beim Natrium schnell zu, erreicht ein Maximum, und zwar bei ersterem kurz ehe, bei letzterem in dem Augenblicke, wo die Flamme aufhört, reducirend zu wirken. Dann nimmt die Helligkeit ab, und zwar bei dem Natrium weit langsamer als bei der ersten Gruppe von Metallen.

3) Weiter ergab sich, dass Lösungen, die auf $^1/_{100}$ verdünnt waren, in gleicher Menge von einem Gasgemenge zerstäubt und mitgeführt werden, welches auch die gelöste Substanz sein mag. Aus weiteren Versuchen folgte dann, dass die Helligkeit der Flamme bei Natrium- und Lithiumsalzen nahezu ungeändert bleibt, welches auch die Säure sein mag, mit der die Base verbunden ist, wenn nur in gleichen Zeiten gleiche Mengen von dieser in die Flamme gelangen. Ebenso verringert ein kleiner Säurezusatz nicht die Helligkeit der Flamme, wohl aber ein beträchtlicher von Salzsäure. Anders verhalten sich Calcium und Strontium. Bezeichnen wir die Helligkeit des Spectrums des salpetersauren Salzes mit 1, so schwankte die der Spectra der anderen Salze beim Calcium zwischen 1.47 und 1.93, beim Strontium zwischen 1.2 und 1.5.

4) Die Vermehrung der Menge des Salzes in einer Flamme ist nahezu einer entsprechenden Vergrösserung der Dicke derselben gleichwerthig. Der Verfasser beabsichtigt hierüber noch weitere Versuche mitzutheilen. E. W.

XXVIII. ***Boettger.*** *Instructiver Vorlesungsversuch über die Farbenwandlung gewisser Doppeljodide* (Polyt. Notizbl. XXXII. p. 191).

Die Farbenwandlung gewisser Doppeljodide zeigt der Verfasser folgendermaassen einem grösseren Kreise. Er überzieht die Aussenseiten eines kleinen aus Weissblech gefertigten Bechers unter Zusatz von etwas Dammarharz-

firniss mit gelbem Quecksilberjodidjodsilber, die eines anderen mit rothem Quecksilberjodidkupferjodür, und füllt beide Becher mit Wasser von 70—80°, dann geht die gelbe Farbe ins tief Orangenfarbene, die rothe in eine schwärzlichbraune Nuance über. Entleert man dann die Becher und giesst Wasser von gewöhnlicher mittlerer Temperatur hinein, so kommt momentan die ursprüngliche Farbe wieder zum Vorschein. Der Versuch lässt sich beliebig oft wiederholen.

E. W.

XXIX. *A. Riccò. Electrische Versuche mit pulverförmigen Körpern* (L'Elettricista I. p. 26—29).

Verfasser untersucht die Curven, welche pulverförmige Körper besonders von Lycopodium und Hollundermark in der Luft bilden, wenn sie von einem electrisirten Conductor abgestossen werden oder zwischen zwei solchen hin- und hertanzen. Er findet ähnliche Figuren, wie sie mutatis mutandis Eisenfeile zwischen Magnetpolen bilden.

W. F.

XXX. *G. Lippmann. Ueber eine Eigenschaft einer electrischen Wasseroberfläche und über die Polarisation der Electroden* (J. d. Phys. VI. p. 41—46).

Ladet man eine statt der Stanniolbelegung mit Wasser gefüllte Leydner Flasche durch eine punktförmige Platinelectrode (dem Ende eines Wollastonschen feinen Platindrahtes) mit + Electricität, so scheidet sich nur an der letzteren wahrnehmbar Sauerstoff aus. Stellt man sich die Ladung mit einer Electricitätsmenge $+ Q$ so vor, dass $+ \frac{1}{2} Q$ in die Flasche ein-, $- \frac{1}{2} Q$ aus der Flasche austritt, so kann man die bei den electrischen Strömen gangbaren Vorstellungen auch hier anwenden und wird annehmen müssen, dass die dem electrischen Strome von $\frac{1}{2} Q$ entsprechende Wasserstoffausscheidung durch Absorption in der Flüssigkeit oder Ablagerung an der Wasseroberfläche verborgen bleibe.

Abweichend von dieser Vorstellung nimmt der Verfasser an, dass eine dem Strom von Q entsprechende Sauerstoff-

menge ausgeschieden, die dazu gehörige Menge Wasserstoff aber an die + Electricität der Ladung gebunden bleibe, bis durch Entladung der Flasche auch diese frei werde.

Ohne auf die nur theoretische Begründung des Verfassers näher einzugehen, müssen wir ihm die Vertretung derselben überlassen und verzichten zugleich auf eine Erörterung, wie er seine Ansichten mit den Vorgängen bei der electrischen Polarisation einer Platinplatte in Verbindung bringt.

W. F.

XXXI. ***Naccari und Bellati. Ueber den Einfluss der Magnetisirung auf die Wärmeleitungsfähigkeit des Eisens*** (Cimento (3) I. p. 72—88. 107—125).

Da die Methoden von Mayer (Veränderung der Farbe von Jodquecksilber-Kupfer) und von Röntgen (Verschwinden einer aufgehauchten Dampfschicht; sichtbar gemacht durch Bestreuen mit Lycopodium) keine befriedigenden Resultate bei der Untersuchung der Wärmeleitung magnetisirter Eisenplatten gaben, wurden dieselben mit einer Schicht von weissem Wachs bedeckt, in der Mitte durch ein Rohr Dampf hindurchgeleitet und das Schmelzen des Wachses untersucht. Die Resultate waren negativ. Ebenso wurden nur negative Resultate erhalten, als ein Thermoelement von Antimon-Neusilber auf die in der Mitte erhitzten und zwischen die Magnetpole gebrachten Eisenscheiben an verschiedenen Stellen aufgedrückt wurde. Der Antimonstab des Elements hatte die Form eines ∩. An seine beiden Enden waren Neusilberdrähte gelöthet. Die Enden wurden in gleichen Abständen vom Erwärmungsmittelpunkt auf die Eisenplatte gedrückt und durch einen Gypsguss festgehalten. Die Platte war mit Watte bedeckt. Vor und während der Magnetisirung wurde das Ansteigen des Thermostromes im Galvanometer beobachtet. Bei anderen Versuchen wurden die Löthstellen des Thermoelementes mit dünnen Glasröhren bedeckt und in mit Oel gefüllte Löcher gesenkt, die in die Eisenplatten gebohrt waren. Wurde der Apparat sorgfältig vor Luftströmungen geschützt, so zeigte sich wieder kein Unter-

schied in der Wärmeleitung des unmagnetisirten und magnetisirten Eisens.

G. W.

XXXII. *Sitzungsberichte der Physical Society of London* (Nature XV. p. 543—544. 564. XVI. p. 35—36. 75—76. 115 —116. 135. 175—176. 219—220.

Mills. Colorimeter für farbige Flüssigkeiten. Der Apparat besteht aus zwei 10 Ctm. langen und 2 Ctm. weiten verticalen Glasröhren, welche an ihrem unteren Ende verengert sind. An dieser Stelle lässt sich (soweit Referent aus der vorliegenden Notiz ersehen kann) ein an beiden Enden planparallel abgeschliffener Glasstab, der oben eine weisse (resp. schwarze) Glasscheibe trägt, wasserdicht verschieben und somit eine Flüssigkeitsschicht von beliebiger Dicke erhalten. Ein Schirm blendet den Meniskus der freien Oberfläche der Flüssigkeit ab. Als Beispiel einer Messung wird angeführt, dass zwei Lösungen von 1 Theil Magentaroth, in resp. 100 und 120 Theilen Wasser, bei einer bezüglichen Höhe von 100 und 119.9 gleiche Lichtmengen absorbirten.

Herr Christie hat Spectroskope von „Halbprismen" construirt, welche neben dem Vortheile, nach Belieben starke Dispersion oder grosse Reinheit des Spectrums zu geben, die Bequemlichkeit darbieten, durch einfache Drehung des Prismas das ganze Spectrum successiv in das Gesichtsfeld zu bringen, sobald nur aus dem Collimator genau parallele Strahlen austreten. — Christie gibt an, mit einem (ablenkungsfreien) Halbprisma dieselbe Dispersion wie mit 10 Prismen in der gewöhnlichen Anordnung ohne merkliche Einbusse in der Schärfe der Bilder erzielt zu haben. Der wesentlichste Vortheil würde die Verringerung der Dicke des Glases sein, welche das Licht zu durchlaufen hat; besonders, wenn Fälle so starker Lichtabsorption vorliegen, wie Christie einen mittheilt, indem er bei einem Systeme von 10 Prismen mit 28 Zoll Glasdicke eine Schwächung von über 99 % beobachtet hat. In der Sitzung der Physical Society vom 14. April wurden von Hilger ausgeführte Spectroskope vorgezeigt, welche bei Anwendung von zwei ablenkungsfreien Halbprismen

eine beträchtliche Trennung der Natriumlinien bewirkten. Ein Spiegelbild des Spaltes dient in ihnen zur Orientirung im Spectrum. Hr. Huggins hob ganz besonders die Anwendbarkeit und Handlichkeit dieser Spectroskope und den grossen Vortheil der verminderten Glasdicken hervor und sprach seine hohe Befriedigung über die Leistungen der von ihm geprüften kleinen Instrumente aus. Ein Nachtheil derartiger Prismen-Combinationen, wie die erwähnten, dürfte die aussergewöhnlich grosse Genauigkeit sein, mit der der Schliff der Prismen ausgeführt sein muss.

Guthrie und Ackroyd. Ueber electrische Selection. Reibt man ein Metall oder irgend einen anderen Körper gegen eine nicht leitende Substanz, wie Kautschuk, so kann man den Weg desselben durch ein aufgestreutes Gemisch aus Mennige und Schwefel sichtbar machen; je nachdem sich positive oder negative Electricität entwickelt hat, wird derselbe gelb oder roth erscheinen. Die Verfasser geben eine Reihe von anderen ähnlichen Gemischen an, die dazu dienen können, auf electrischem Wege die Metalle zu unterscheiden, die ferner in vielen Fällen, sowohl bei Untersuchungen als Demonstrationen an die Stelle des Quadrantenelectrometers treten können.

Die übrigen in den Sitzungen vorgetragenen Gegenstände können erst nach Erscheinen der vollständigen Arbeiten referirt werden.

E. W.

Literatur-Uebersicht.

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1877. März u. April.

H. C. Vogel. *Spectralphotometrische Untersuchungen, insbesondere zur Bestimmung der Absorption der die Sonne umgebenden Gashülle, p. 104—142.*

G. Kirchhoff. *Zur Theorie des Condensators, p. 144—162.*

H. Helmholtz. *Ueber Herleitung der Bewegungsgleichungen für electrische Körper in dielectrisch polarisirbaren Flüssigkeiten, p. 179.*

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 16—18.

Handmann. *Bericht über den Egger'schen electromagnetischen Motor, p. 156.*

Tschermak. *Ueber die physikalischen Verhältnisse der Glimmer, p. 158—159.*

Loschmidt. *Ueber den Zustand d. Wärmegleichgewichtes eines Systems von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft (4. Theil), p. 159.*

J. Puluj. *Mittheilung über ein Radiometer, p. 161—162.*

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 11—13.

A. Baeyer. *Ueber Regelmässigkeiten im Schmelzpunkt homologer Verbindungen, p. 1266—1268.*

A. Schuller und **V. Wartha.** *Calorimetrische Untersuchungen, p. 1298—1303.*

Liebig Annalen der Chemie. Bd. CLXXXVII. Heft 2 u. 3.

O. Schumann. *Ueber d. Affinität des Schwefels und des Sauerstoffs zu den Metallen, p. 286—321.*

J. Habermann. *Ueber eine Modification der Dumas'schen Methode der Dampfdichtebestimmung, p. 341—349.*

Schlömilch, Zeitschr. für Math. u. Phys. 1877. Bd. XXII. Heft 4.

A. Lorentz. *Ueber die Theorie der Reflexion u. Brechung des Lichtes, p. 205—206.*

W. Gosiewski. *Ueber d. Elasticitätspotential und einen dasselbe betreffenden Satz, p. 267—272.*

Crelle Journal. Bd. LXXXIII. Heft 1—3.

H. Grassmann. *Zur Electrodynamik, p. 57—64.*

H. Aron. *Ueber einen das electrische Gleichgewicht betreffenden Satz, p. 184.*

R. Clausius. *Ueber das Grassmann'sche Gesetz der ponderomotorischen Kraft, p. 262—263.*

Carl's Repertorium. 1877. Bd. XIII. Heft 1—3.

E. Reusch. *Apparat zur Ausdehnung starrer Körper durch die Wärme, p. 1—3.*

Fr. Streintz. *Ueber eine neuere Form der Noë'schen Thermosäule, p. 4—9.*

Th. Wand. *Ueber die Theorie des inducirten Magnetismus, p. 233—267.*

H. Jäger. *Eine neue Wage, p. 286—290.*

Dingler Journal. 1877. T. CCXXV. Heft 1.

R. H. Thurston. *Ueber d. Verhalten von Metallen bei dauernder Belastung, p. 17—20.*

H. Fischer. *Verbesserte Wasserstrahlpumpe für Laboratorien, p. 105—106.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXV. Nr. 3—5.

E. H. Amagat. *Recherches sur la compressibilité des liquides, p. 139—142.*

Lippmann. *Sur les propriétés électriques et capillaires du mercure en contact avec différentes solutions aqueuses, p. 142—144.*

L. **Troost.** *Sur les vapeurs des alcoolates de chloral, p. 144.*

G. **Lemoine.** *Action de la lumière sur l'acide iodhydrique, p. 144—147.*

L. **Calderon.** *Sur les propriétés de la résorcine, études thermochimiques, p. 149—152.*

Becquerel. *Nouvelles recherches sur les phénomènes électrocapillaires, p. 169—173.*

Berthelot. *Fixation de l'azote sur les matières organiques et formation de l'ozone sous l'influence de faibles tensions électriques, p. 173—178.*

Th. **du Moncel.** *Sur la conductibilité électrique des arbres, p. 186—191.*

J. M. **Gaugain.** *Influence de la chaleur sur l'aimantation, p. 219—222.*

E. **Duter.** *Sur l'aimantation des plaques circulaires où les lignes isodynamiques sont des circonférences concentriques, p. 222—224.*

A. **Gerout.** *De l'électrolyse de l'acide sulfureux, p. 224—226.*

A. **Riche.** *Note sur le dosage du manganèse, du nickel, du zinc et du plomb, p. 226—229.*

Horstmann. *Sur la densité de vapeur des sulfhydrates d'ammonique, p. 229.*

A. **Baudrimont.** *Observation sur les équivalents chimiques comparés aux éléments corpusculaires, p. 277—278.*

Wüllner. *Sur le spectre de l'étincelle électrique dans les gaz soumis à une pression croissante, p. 280—281.*

Annales scientifiques de l'Ecole normale Bd. VI. August und Supplement 1 und 2.

L. **Mouton.** *Etude experimentale sur les phénomènes d'induction électrodynamique, p. 257—264.*

Berthelot. *Sur la chaleur de combinaison rapportée à l'état gazeux, p. 63—97 (in den Supplementheften).*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1877. T. XI. Juli u. August.

A. **Crova.** *Mesure de l'intensité calorifique des radiations solaires et de leur absorption par l'atmosphère terrestre, p. 433—520.*

E. H. **Amagat.** *Mémoire sur la compressibilité des liquides, p. 520—549.*

E. **Bourgoin** et E. **Reboul.** *Faits pour servir à l'histoire des acides pyrotartriques, p. 549—561.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLIII. Nr. 7—11.

Tremeschini. *Thermomètre, p. 513—516.*

Nodet. *Microscope polarisant, p. 532—537.*

Charet. *Transmission de chaleur, p. 553—554.*

Nouvelle Méthode pour projeter les spectres, p. 554—555.

Proceedings of the Royal Society V. XXVI. Nr. 181.

G. M. **Whipple.** *On the Temperature-correction and Induction-coefficients of Magnets, p. 218—222.*

A. Tribe. *Distribution of the Radicals of the Electrolytes on an Insulated Metallic Conductor, p. 222—225.*

Warren de la Rue aud H. W. Müller. *On the Length of the Spark of a Voltaic Batterie in different Gases at ordinary Atmospheric Pressures, p. 227.*

F. D. Brown. *The Physical Properties of Homologous and Isomers, p. 238–247.*

Rayleigh. *On the Amplitude of Sound Waves, p. 248—249.*

W. D. Niven. *On the Calculation of the Trajectoires of Shot, p. 268—287.*

Philosophical Magazine (5) 1877. V. IV. Nr. 23.

W. Baily. *A new Automatic Motion for the Spectroscope, p. 100—104.*

J. E. H. Gordon. *On a Repetition of Dr. Kerr's Magnetooptic Experiment, p. 104—105.*

R. S. Brough. *On a case of Lightning, with an Evalution of the Potential and Quantities of the Discharge in absolute Measure, p. 105—110.*

S. Tolver Preston. *On the Nature of what is commonly termed a Vacuum, p. 110—114.*

W. E. Ayrton und J. Perry. *Ice as an Electrolyte, p. 114—124.*

R. H. M. Bosanquet. *Notes on the Theory of Sound, p. 125—136.*

Silliman Journal (3) XIV. Nr. 79. Juli.

Carey Lea. *On certain new and powerful means of rendering visible the Latent Photographic Image, p. 49—55.*

The Chem. News. 1877. V. XXXVI. Nr. 921—923.

Crookes. *On Repulsion Resulting from Radiation, Part. III. p. 25—26, 35—36, 45—47.*

W. Skey. *Notes on the Electric and Chemical deportment of Argentic Sulphide, p. 36—37.*

—. *On the Solubility of the Alkalies in Ether, p. 48—49.*

Nature. V. XV. 12. Juli bis 2. August. 1877.

J. Parnell. *Japanese Mirrors, p. 227.*

Early Allusions to the Magnetic Needle, p. 268—269.

Physical Society 23. Juni, p. 219—220.

Il Nuovo Cimento (3) 1877. I. Mai u. Juni.

G. Pisati. *Sulla elasticità dei metalli a diverse temperature, p. 181—215.*

E. Beltrami. *Sulla determinazione sperimentale della densità elettrica alla superficie dei corpi conduttori, p. 215—233.*

A. Righi. *Ricerche sperimentale sulle scariche elettriche, p. 234—268.*

1877. BEIBLÄTTER № 9.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***O. Lehmann.*** *Ueber physikalische Isomerie* (Groth, Z. S. f. Krystgr. I. p. 97—131).

Der Verfasser fasst unter der Bezeichnung der physikalischen Isomerie die gewöhnlich in der organischen Chemie mit diesem Namen bezeichneten Erscheinungen, die Allotropie, die Polymorphie und die drei Aggregatzustände eines Körpers zusammen, und denkt sich dieselbe dadurch bedingt, dass eine grössere oder kleinere Anzahl gleichartiger chemischer Molecüle sich zu einem physikalischen zusammenlagern, ganz analog wie sich verschiedenartige Molecüle zu Molecülverbindungen vereinen. Doch unterscheidet er zwei verschiedene Arten der physikalischen Isomerie; bei der einen sind die Theilmolecüle nur verschieden angeordnet (physikalische Metamerie), bei der anderen haben die physikalischen Molecüle verschiedene Grösse (physikalische Polymerie).

Zur Erkennung der physikalischen Isomerie mussten natürlich dieselben Methoden angewandt werden wie zu der der Molecülverbindungen; es beruhen diese auf Aenderungen der Farbe (Kobaltchlorür), Aenderung der Löslichkeit (Glaubersalz), Aenderung der specifischen Wärme (Natriumphosphat) und vor allem Aenderung der Krystallisationsproducte (Eisenchlorür-Wasser, Kobaltchlorür-Wasser, Kupferchlorid-Wasser). Wir werden nämlich stets die Molecülverbindung in Lösung vorauszusetzen haben, die auskrystallisirt, da bei ihrem Auflösen keine Wärmeentwickelung, also keine Verbindung des Molecüls mit Wasser eintritt. Lassen wir eine solche Lösung bei immer höheren Temperaturen krystallisiren, so entstehen erst nur

Krystalle der wasserreicheren, dann auch solche der wasserärmeren und zuletzt nur solche der letzteren Verbindung. Bei der Bildung der beiden Arten von Krystallen treten eigenthümliche Erscheinungen auf. Rings um einen wachsenden Krystall, in dem sogenannten Hof, wird die Lösung weniger concentrirt sein als an den übrigen Stellen. Haben wir zwei gleichartige Krystalle, so werden sie ihr Wachsthum einstellen, wenn ihre Höfe sich berühren; sind die Krystalle aber von verschiedenem Wassergehalt, so wird sich der eine auf Kosten des anderen vergrössern und wird es wesentlich von der Temperatur abhängen, welcher von beiden dies ist. Der Grund dieser Erscheinung liegt darin, dass ein Krystall nur wachsen kann, wenn die umgebende Lösung mit gleichartigen Molecülen übersättigt ist. Je nachdem die Lösung für beide Salze oder nur für eines übersättigt ist, werden beide Krystalle wachsen, bis sich ihre Höfe berühren, oder nur der eine weiter wachsen und der andere sich lösen.

Bei der Kleinheit der zu beobachtenden Objecte müssen die betreffenden Versuche unter dem Mikroskop angestellt werden. Zur Erwärmung derselben benutzt der Verfasser einen unter der Oeffnung des Objecttisches angebrachten Gasbrenner und kühlt das Object durch einen daraufgeblasenen Luftstrom ab.

Physikalische Polymerie. Es sind hierbei mehrere Fälle zu unterscheiden:

I. Umwandlung fester Modificationen in Lösung. Sie wird genau unter denselben Bedingungen erfolgen wie die der Molecülverbindungen.

II. Umwandlung fester Modificationen in feste. Diese letztere kann bei Molecülverbindungen im Allgemeinen nicht auftreten, da infolge der Cohäsion die gegenseitige Anziehung der gleichartigen Molecüle bewirkt, dass sie sich gegenseitig in ihren Drehbewegungen hindern. Bei den krystallisirten physikalisch-polymeren Körpern unterstützt aber gerade die Krystallisationskraft diese Drehungen, indem sie bei allen Molecülen in gleicher Weise erfolgen werden. Es wird dieselbe daher auch durch bereits vor-

handene Molecüle der neuen Modification wesentlich befördert und, ehe noch eine vollständige Zerspaltung der Molecüle durch die Wärme erfolgt ist, hervorgerufen werden. Die Temperatur, bei der die Umwandlung bei der Berührung beider Modificationen, wenn also etwa bereits einige Molecüle sich zu der neuen Modification zusammengelagert haben, in einander eintritt, ist eine ganz bestimmte; dagegen ist es möglich, dass, wenn eine Modification allein erhitzt oder abgekühlt wird, die Umwandlung erst bei einer wesentlich höheren oder tieferen Temperatur eintritt; doch wird die Umwandlung, wenn sie einmal begonnen, infolge der auftretenden Wärmeentwickelung bei der normalen Umwandlungstemperaturen weiter verlaufen. Die Schnelligkeit derselben wird von der Cohäsion der Substanz abhängen und um so grösser sein je kleiner diese ist.

Erscheinungen dieser Art zeigen eine ganze Reihe von Substanzen.

1) Salpetersaures Ammoniak. Es erstarrt nach dem Schmelzen bei ungefähr 168° in regulären Krystallskeleten, deren Wachsthumsrichtungen eine Combination von oktaedrischen mit trigonalen Axen darstellen. Lässt man dieses oder eine sehr concentrirte Lösung weiter erkalten, so werden die Krystalle bei 127° doppelbrechend und gehen in die schon von Frankenheim beobachteten Rhomboeder über. Bei 87° entstehen aus ihnen nadelförmige rhombische Krystalle, deren Stellung gegen die vorher gebildeten rhomboëdrischen, wie dies stets bei spontaner Umwandlung einer Modification in eine andere der Fall ist, eine durchaus gesetzmässige ist. Es fällt die Verticalaxe des rhombischen Krystalles zusammen mit der Nebenaxe der rhomboëdrischen oder steht senkrecht auf ihr, die Makro- oder Brachydiagonale fällt in die Hauptaxe der rhomboëdrischen. Eine vierte rhombische Modification erhält man endlich bei gewöhnlicher Temperatur. Schmilzt man das salpetersaure Ammoniak und bestimmt die Schnelligkeit der Abkühlung, so findet man, dass stets bei den Temperaturen, bei denen eine Modification sich in die andere verwandelt, Wärme frei wird.

2) Der Kalisalpeter zeigt im Wesentlichen die nämlichen Formen wie das salpetersaure Ammoniak (eine rhomboëdrische, eine rhombische, die den bei höheren Temperaturen gebildeten Krystallen des letzteren Salzes entspricht, wie isomorphe Mischungen ergeben, die reguläre Form scheint nicht krystallisiren zu können). Nimmt der Gehalt an salpetersaurem Ammoniak in den isomorphen Mischungen über eine bestimmte Grenze zu, so treten Formen auf, die den bei niedrigen Temperaturen gebildeten Krystallen desselben äusserst ähnlich sind; nur ist es eigenthümlich, dass beim reinen salpetersauren Ammoniak die Ebene der optischen Axen das Brachypinakoïd ist, bei Mischungen aber mit einem Maximalgehalt an Salpeter das Makropinakoïd. Uebergänge konnten nicht constatirt werden.

3) Salpetersaures Silber. Beim Erstarren der geschmolzenen Masse bilden sich rhomboëdrische Krystalle, die beim Abkühlen in die gewöhnliche rhombische Form übergehen. Die rhomboëdrische Form bildet mit dem salpetersauren Natron isomorphe Mischungen. Von letzterem ist nur die rhomboëdrische Form bekannt.

Beachtet man, dass von diesen vier Nitraten das Ammoniaksalz das weichste, das Natronsalz das härteste ist, so könnte man vermuthen, dass die Temperaturgrenzen für die entsprechenden Modificationen isomorpher Körper um so weiter auseinanderliegen, je starrer sie sind.

4) Quecksilberjodid (roth tetragonal und gelb rhombisch).

5) Zinn. Die gewöhnliche Form und die bei starker Abkühlung sich bildende von Fritsche entdeckte.

6) Schwefel (monoklin und rhombisch).

7) Doppelchromsaures Kali. Krystallisirt beim Erstarren nicht in der gewöhnlichen Form, sondern geht erst bei der Abkühlung in diese über.

8) und 9) Kupfervitriol und Eisenvitriol zeigen zwei verschiedene Formen.

10) Bei kohlensaurem Kalk, Kohlenstoff, arseniger und antimoniger Säure, Titansäure ist die Cohäsion so gross, dass selbst bei Berührung der beiden Modificationen ihre

Umwandlung in einander gar nicht oder nur schwierig hervorzurufen ist.

III. Umwandlung fester Modificationen in flüssige (Schmelzen). Der Verfasser fasst ebenso wie Guthrie das Dichtemaximum des Wassers als eine Lösung von festem Eis in Wasser auf, wie überhaupt wenige Grade über dem Schmelzpunkt eine geschmolzene Substanz als eine Lösung von festen Theilchen in flüssigen aufzufassen sei. Ferner macht er darauf aufmerksam, dass nicht stets der feste Körper der niedrigeren, sondern oft auch der höheren Temperatur entspricht. (Umwandlung des amorphen Selens bei Temperaturen, bei denen es zähflüssig ist, in die krystallinische Modification. Umwandlung des gewöhnlichen gelben Phosphors in rothen.)

IV. Umwandlung flüssiger Modificationen in feste. Ein Körper soll sich in um so vollkommenerer Form in einer gegebenen Zeit aus seiner Lösung bei gleicher Zähigkeit ausscheiden, je besser er sich in ihr löst. Ist die Lösung nicht sehr zähe, so werden sich die Molecüle zu regelmässigen Formen aneinanderlagern; ist sie aber sehr zähe, so werden sie sich zu Sphärokrystallen mit gebogenen Begrenzungsflächen vereinen, oder aber sie werden sich in eine amorphe Masse, ein Aggregat von Molecülen der festen Substanz, aneinanderlagern; es wäre demnach der amorphe Zustand nicht eine besondere Modification, sondern ein besonderer Zustand einer solchen. Es kann aber sehr wohl sein, dass die uns bekannten amorphen und krystallinischen Modificationen eines Körpers nicht identisch sind, indem die der amorphen entsprechende unter den betreffenden Umständen unfähig sein kann zu krystallisiren, während die andere nicht amorph zu erhalten ist (vgl. das so sehr verschiedene Verhalten von glasiger und porzellanartiger arseniger Säure).

Interessant sind noch die Fälle, wo die flüssige Modification der niedrigeren Temperatur entspricht. Ist die feste Modification in ihr löslich (Selen), so contrahirt sich beim Erhitzen die Flüssigkeit allmählich, bis sich die feste Modification ausscheidet, und wird, wenn diese eine dunkle

Farbe besitzt, immer dunkler. Die Ausscheidung ist krystallinisch; ist dagegen die feste Modification unlöslich, so scheidet sie sich in amorphen Flocken aus (Phosphor, derselbe scheidet sich dagegen krystallinisch aus seiner Lösung in Blei aus).

Für die Betrachtung der Umwandlungen fester Modificationen in gasförmige und umgekehrt, flüssiger in flüssige und gasförmiger in gasförmige, endlich flüssiger Modificationen in gasförmige, verweisen wir auf das Original, da dieselben keine principiell neuen Betrachtungen enthält.

Physikalische Metamerien. Es entsprechen diese den Modificationen, bei denen die Theilmolecüle verschiedene Anordnungen zeigen. Die eine Anordnung wird dabei stabiler sein als die andere und letztere wird sich in erstere bei Erwärmung oder ins Lebentreten der Krystallisationskraft verwandeln. Bei steigender Temperatur wird im Allgemeinen die Umwandlung langsamer stattfinden, da sie einer Verdichtung entspricht. Körper, die solche Eigenschaften zeigen, sind:

1) Benzophenon, monoklin bei 26—26.5°, rhombisch bei 48—49° schmelzend, letztere Form ist die stabilere.

2) Bibrompropionsäure. Zwei Modificationen. Je nachdem man den Körper wenig oder viel über den Schmelzpunkt erhitzt, erhält man beim Erkalten Krystalle, die bei 64—65° oder bei 50—51° krystallisiren. Die ersteren erscheinen in Form von Rhomben, die letzteren als flache rechtwinklige Tafeln. Berührt man die überschmolzene Masse mit Krystallen beider Modificationen, so wachsen beide weiter; sobald sie sich berühren, wachsen die höher schmelzenden in die anderen, also labileren hinein, bis diese vollständig umgewandelt sind.

3) Mononitrotetrabrombenzol. Die Substanz geschmolzen und schnell abgekühlt gibt bei 60° schmelzende Krystalle, die sich von selbst in solche bei 96° schmelzende umwandeln.

4) Isohydrobenzoïnbiacetat. Nach Zinke gibt es zwei Modificationen, eine prismatische und eine blättrige. Beide zeigen zuerst den Schmelzpunkt 117—118°. Schmilzt man

die Prismen zum zweiten Mal und lässt sie erstarren, so schmelzen sie bei 105—106°. Mikroskopische Beobachtungen zeigten, dass im ganzen drei Modificationen vorhanden sind; die stabilste ist die Blätterform, die dritte labilste Modification scheidet sich beim langsamen Erstarren in schönen Sphärokrystallen ab. Berührt man die überschmolzene Masse mit den blätterförmigen Krystallen, so wachsen sie fort, wandeln die Sphärokrystalle bei Berührung bei erhöhter Temperatur um, und zwar zunächst beschleunigt, dann verlangsamt, wie dies auch bei den früher beschriebenen Substanzen der Fall ist.

5) Metachlornitrobenzol. Zwei Modificationen: 1) prismatische bei 44.2° schmelzend, 2) in Nadeln krystallisirende, die sich aus ersterer bei Erhitzen in einem Capillarrohr und Abkühlen in einer Kältemischung bilden (Schmelzpunkt 23.2°) und in die erste von selbst übergehen (labile Form).

6) Tolylphenylketon. Zwei Modificationen: 1) hexagonal hemimorph, Schmelzpunkt 55° (labile Form), 2) monokline Krystalle, Schmelzpunkt 58—59°.

7) Hydochinon. Zwei Modificationen. Monokline Blättchen und hexagonale Prismen.

8) Paranitrophenol. Zwei Modificationen.

9) Nitrometachlornitrobenzol. Vier Modificationen. drei feste α, β, γ und eine flüssige. α ist monoklin, schmilzt bei 36.3°. β ist gleichfalls monoklin, schmilzt bei 37°. γ ist wahrscheinlich rhombisch, schmilzt bei 38.8° und ist die stabilste Modification, denn in sie verwandeln sich mit der Zeit die beiden anderen.

10) Chlorzink bleibt, wenn es nach dem Schmelzen erstarrt zum grössten Theil amorph, zum Theil bilden sich beim Wiedererwärmen weiter wachsende Sphärokrystalle. Bald bilden sich auch breite Flecken, die beim Erwärmen sich ausbreiten und einer stabileren Form entsprechen.

11) Schwefel. In der beim raschen Abkühlen von geschmolzenem Schwefel sich bildenden zähflüssigen Modification zeigen sich mit der Zeit zweierlei Krystalle, eigenthümlich gebildete einer noch unbekannten Modifi-

cation, und mehr sphärolithisch ausgebildete der monoklinen. Bei Berührung gehen erstere rasch in letztere über. Beim Erwärmen verschwinden sie zuerst.

12) Möglicherweise gehören hierher auch noch die wasserhaltigen Krystalle der Oxycamphoronsäure, schwefelsauren Magnesia, schwefelsauren Nickeloxyduls und Manganchlorürs, doch ist es schwer zu entscheiden, ob ihre Dimorphie nicht vielleicht durch den verschiedenen Wassergehalt bedingt ist.

Während die polymeren Modificationen sich je nach der Temperatur in jedem Sinne in einander verwandeln lassen, so ist bei den metameren Substanzen eine solche Umwandlung höchstens in einem Sinne möglich.

Es bestehen Substanzen, die drei physikalisch isomere Modificationen von festem Aggregatzustand besitzen, zwei stehen im Verhältniss der Metamerie, die dritte ist mit den beiden anderen polymer (Schwefel). E. W.

II. ***E. H. Amagat.*** ***Untersuchungen über die Compressibilität der Flüssigkeiten*** (C. R. LXXXV. p. 27—29. 139—142. Ann. chim. phys. XI. p. 520—549).

Die obigen Untersuchungen hatten vor allem den Zweck, die Compressibilität der Flüssigkeiten bei Temperaturen über ihrem Siedepunkt zu untersuchen, bei denen auch der Ausdehnungscoefficient sehr stark zunimmt. Sie waren in einem Piezometer eingeschlossen, dessen Capillarrohr durch den Boden eines mit Wasser gefüllten und mit Glaswänden versehenen Gefässes ging. Der Druck wurde an einem sorgfältig calibrirten Luftmanometer, das mit Wasser von constanter Temperatur umgeben war, bestimmt. Manometer und Piezometer waren vertical in einem horizontal liegenden Eisenstück befestigt, das der Länge nach durchbohrt war und durch Seitenkannäle mit obigen Apparaten communicirte; an dem einen Ende war es verschlossen, an dem anderen dagegen mit einer Quecksilberdruckpumpe in Verbindung, durch die der Druck ausgeübt wurde. Durch besondere Bestimmungen wurde die Aenderung des Volumens des Piezometers infolge des von innen allein wir-

kenden Druckes bestimmt. Bei hohen Temperaturen war die daher rührende Correction sehr gering.

Die bei Aether und Chloräthyl bei sehr verschiedenen Temperaturen und Drucken erhaltenen Resultate enthält die folgende Tabelle. Die Compressibilitätscoefficienten sind mit 1000000 multiplicirt.

Aether				Chloräthyl			
Temperaturen	Druckgrenzen in Atmosphären		Compressib.	Temperaturen	Druckgrenzen in Atmosphären		Compressib.
13.7°	4.88	7.67	167	11.0°	8.48	34.24	138
—	—	10.66	168	14.5	8.46	25.99	148
—	—	13.90	168	15.2	8.70	37.22	153
—	—	16.74	167	61.5	12.65	34.36	256
—	—	19.78	166	62.0	12.66	32.84	255
13.3	8.53	13.90	168	80.1	12.72	19.48	360
—	—	19.47	168	—	19.48	34.42	351
—	—	25.40	168	99.5	14.22	19.01	513
—	—	30.56	166	—	—	25.90	507
—	—	36.45	165	—	—	31.00	495
25.4	8.46	34.22	190	—	—	37.10	487
63.0	8.57	22.29	300	12.8	8.53	13.90	156
78.5	8.57	22.34	367	—	—	19.47	155
—	8.63	34.38	363	—	—	25.40	154
99.0	8.60	13.50	555	—	—	30.56	153
—	—	19.40	550	—	—	36.45	151
—	—	25.35	539				
—	—	30.56	528				
—	—	36.50	523				

Die übrigen Substanzen werden nur bei gewöhnlicher Temperatur und bei 100° untersucht. Die Druckgrenzen waren 9 und etwa 38 Atmosphären.

	Temp. der Umgebung	Compressibilität	Temp. des sied. Wassers	Compressibilität
Bromäthyl	—	—	99.3°	296
Methylalkohol	14.7°	104	100.0	221
Aethylalkohol	14.0	101	99.4	202
Amylalkohol	13.8	88.2	99.0	154
Essigsaurer Methyläther	14.3	96.8	99.7	250
Essigsaurer Aethyläther	13.1	104	99.6	250
Amylen	13.8	17.2	99.4	529
Hexylen	13.8	143	99.0	356
Heptylen	13.1	122	99.5	270
Benzin	16,0	90	99.3	187
Chloroform	—	—	100.0	206
Schwefelkohlenstoff	15.6	87	100.0	174
Aceton	14.2	112	99.5	276

1) Bezeichnet T die absolute Temperatur, α den Ausdehnungscoefficienten bei constantem Druck, β den Compressibilitätscoefficienten eines festen oder flüssigen Körpers von der Dichte Δ und ist a eine von der chemischen Natur des Moleculs abhängende Constante, so ist nach Dupré:

$$\frac{T\alpha}{a\beta\Delta^2} = \text{const.} \quad \text{oder} \quad \frac{T\alpha}{a\beta\Delta^2} = \frac{T'\alpha'}{a'\beta'\Delta'^2}.$$

Setzt man $a = a'$, d. h. betrachtet man einen Körper, so kann man aus den Ausdehnungscoefficienten das Verhältniss der Compressibilitätscoefficienten berechnen. Für das Chloräthyl liess sich dies mit Zugrundelegung der von Drion bis 130° beobachteten Ausdehnungscoefficienten numerisch durchführen. Es ergibt sich dann:

	11°	30°	60°	80°	100°
Berechnet β	0.000138	0.000170	0.000254	0.000353	0.000508
Beobachtet β	0.000138	0.000165	0.000259	0.000360	0.000505

Auch für den Aether, dessen Ausdehnungscoefficient bei 37° bestimmt ist, ergab sich eine gute Uebereinstimmung.

2) Für eine Reihe von Flüssigkeiten hat Dupré die Grössen a aus den latenten Dampfwärmen, resp. den Maximalspannkräften berechnet, freilich unter der Voraussetzung, dass bei dem Verdampfen die im Innern des Moleculs geleistete Arbeit verschwindend klein sei, gegen die bei dem physikalischen Vorgang selbst geleistete. Berechnet man aber mit diesen Werthen von Dupré für irgend zwei Körper das Verhältniss der Compressibilitätscoefficienten, so weicht dies bei einigen Substanzen wenig, bei anderen (Alkohol verglichen mit Aether, Aether verglichen mit Schwefelkohlenstoff) weit von dem beobachteten ab, so dass die obige Annahme kaum richtig sein kann.

3) Bringt man ferner die obige Gleichung für den Fall, dass $T = T'$, auf die Form:

$$\frac{\beta'}{\beta} = \left(\frac{\Delta}{\Delta'}\right)^2 \frac{\alpha'}{\alpha},$$

so kann man die Compressibilität bei verschiedenen Drucken berechnen; doch untersucht der Verfasser nur den Sinn

der Aenderung von β. Entspricht β' dem höheren Druck, so ist $\left(\frac{\Delta}{\Delta'}\right)^2 < 1$. Ferner ergibt sich $\alpha > \alpha'$. Es seien V, V' und α_1 die Volumina und der Ausdehnungscoefficient einer Flüssigkeit bei den Temperaturen t und t' und dem Druck p; V_1, V_1' und α_1' dieselben Grössen bei dem Druck $p+P$; β_1 und β_1' seien die Compressibilitätscoefficienten bei den Temperaturen t und t' zwischen den Druckgrenzen p und $p+P$. Dann wird da $V_1 = V(1-P\beta_1)$, $V_1' = V'(1-P\beta_1')$:

$$(\alpha' - \alpha) = \frac{V_1 V' - V V_0'}{V V_1 (t'-t)} = - \frac{1 + \alpha(t'-t)}{1 - \beta P} \frac{P(\beta_1' - \beta_1)}{(t'-t)}.$$

Da aber $\beta_1' > \beta$, so ist $\alpha > \alpha'$, also $\beta > \beta'$. Es nimmt danach mit zunehmendem Druck der Compressibilitätscoefficient bei alle den Flüssigkeiten ab, bei denen er mit der Temperatur zunimmt, d. h. bei allen Flüssigkeiten mit Ausnahme des Wassers. Es stimmt dies auch mit den Versuchen des Verfassers überein, während Grassi fand, dass der Compressibilitätscoefficient mit zunehmendem Druck zunimmt.

Mit demselben Apparat beabsichtigt der Verfasser auch die Ausdehnung der Flüssigkeiten bei sehr verschiedenen Drucken zu untersuchen; ebenso kann derselbe zur Bestimmung der Maximaltension der Dämpfe bei einem bestimmten Drucke dienen, indem man zunächst bei einer bestimmten Temperatur von einem höheren Druck ausgehend, diesen so lange abnehmen lässt, bis sich in der Flüssigkeit Blasen bilden. Der Druck, bei dem dies eintritt, ist freilich weit geringer als der der Maximaltension entsprechende, steigert man aber den Druck wiederum bis die Blasen verschwinden, so erhält man mit ziemlicher Genauigkeit die obige Grösse.

Was den Einfluss von in den betreffenden Flüssigkeiten gelöster Luft betrifft, so fand Amagat denselben verschwindend klein, Colladon und Sturm hatten freilich für luftfreies und lufthaltiges Wasser sehr verschiedene Resultate erhalten, ein um so merkwürdigeres Resultat, als eine concentrirte Ammoniaklösung einen Compressibi-

litätscoefficienten besitzt, der kaum von dem des Wassers verschieden ist.

Eine Abhängigkeit der Compressibilität von der Flüchtigkeit liess sich nicht erkennen.

4) Die Compressibilität der zusammengehörigen Kohlenwasserstoffe nimmt mit zunehmendem Kohlenstoffgehalt bei 0° und 100° ab. Benzin, das ebensoviel Atome Kohlenstoff wie das Amylen enthält, ist weit weniger compressibel als dieses. Bei den Alkoholen und Aethern ist der Sinn der Aenderung je nach der Temperatur verschieden, scheint aber bei höheren Temperaturen derselbe zu werden, wie bei den Kohlenwasserstoffen. Die Gegenwart von Schwefel. Chlor, Brom und Jod vermindert die Compressibilität. Ferner scheinen die kohlenstoffärmsten Verbindungen am compressibelsten zu sein (cf. Chloräthyl, Aether und Amylen).

E. W.

III. *L. A. Coromilas. Ueber die Elasticitätsverhältnisse im Gyps und Glimmer* (Inauguraldissertation p. 1—54. Referat darüber von Groth, Z. S. f. Krystgr. I. p. 407—412).

Reusch hatte bereits früher gefunden, dass, wenn man auf quadratische Säulen in der Richtung der Würfelnormale einen starken Druck ausübt, sie sich biegen, es rührt dies von einem Verschieben der Granatoëderflächen gegeneinander her. Säulen, parallel der Dodekaëder-, der Oktaëder- und Pyramidenwürfelnormale ergaben nur äusserst kleine Biegungen. Coromilas maass die Verschiebungsfestigkeit, indem er aus 5—6 Mm. dicken quadratischen Steinsalzplatten rechtwinklige Platten aussägte, deren Seitenflächen parallel den Diagonalen der Tafel waren, dann wurde von zwei nebenliegenden Seiten einer Ecke aus so viel weggenommen, dass hier der Querschnitt 30 Mm. betrug. Eine Dodekaëderfläche ist senkrecht zur Breitseite und die Verschiebung erfolgt nach der grösseren Diagonale des Rhombus; es wurde nun mittelst eines Hebels ein Druck aus-

geübt und der Druck bestimmt, der einen Sprung bewirkte, also die Abschiebefestigkeit maass. Es betrug dieselbe auf 1 □ Mm. etwa 646 Grm. (Mittel von 6 Werthen, die zwischen 572 und 707 lagen) in den Granatoëderflächen parallel der grösseren Rhombusdiagonale.

Der Apparat zur Bestimmung der Elasticitätscoefficienten war ganz analog dem von Voigt und Baumgarten benutzten, construirt; nur war der Messingbügel, der die Wagschale zum Auflegen der Gewichte trägt, nicht an einer Stahlschneide, sondern an einem Stahlcylinderchen befestigt, das selbst ein Glasmikrometer trug, dessen Striche 0.00973 Mm. von einander abstanden, dabei konnte noch $^1/_{10}$ des Abstands geschätzt werden. Auf das Glasmikrometer konnte der Faden eines Mikroskopes eingestellt werden. Die Arretirung des Stabcylinders war dieselbe wie beim Inclinatorium.

Gyps. Die Länge der zu biegenden Platten betrug 50 Mm., ihre Breite 15 Mm., eine so grosse Breite wurde gewählt, um etwa durch den Grat bedingte Unregelmässigkeiten zu eliminiren; die Dicke der Platten überstieg nie 0.5 Mm., und wurden die Gewichte bei den meisten Lamellen so gewählt, dass die Biegung dieselbe war. Die Dicke der Lamellen wurde mit einem Sphärometer, an dem noch 0.0002 Mm. geschätzt werden konnte, durch Einlegen zwischen zwei planparallele Glasplatten bestimmt.

Zum Schneiden der Lamellen wurden die betreffenden Platten zwischen zwei genau aufeinander passende rechteckige Messingplatten in der gewünschten Richtung festgeschraubt und dann die Schnitte in dieser Richtung mit einer feinen Lanzette ausgeführt. Aus der Belastung P, der Länge l, der Breite b und der Dicke d der Platte, sowie der Senkung α, berechnet sich der Elasticitätscoefficient nach der Formel:

$$E = \frac{P l^3}{4 \alpha b d^3}.$$

Drücken wir die Biegungen in Intervallen des Glasmikrometers aus, und reduciren sämmtliche auf die mittlere

Dicke von 0.34593 Mm. und 1 Grm. Belastung, so ergeben sich die folgenden Werthe für die einzelnen, parallel den in der ersten Columne angegebenen Richtungen geschnittenen, Platten: *t* entspricht dem Faserbruch, *a* (100) dem muschligen Bruch, *x* der ersten, *y* der zweiten Mittellinie der optischen Axen.

∥ *t*	1.0732	⊥ *c* (001)	0 5984	∥ *τ* (305)	1.6585
∥ *x*	0.9051	∥ *a* (100)	0.6234	Maxim. berechnet	1.684
⊥ *d* (101)	0.7622	⊥ *β* (509)	0.6970	∥ *ε* (103)	1.6539
⊥ *τ* (305)	0.6603	⊥ *t* (101)	0.9458	∥ *c* (C01)	1.5042
⊥ *ε* (103)	0.6151	∥ *y*	1.3405	⊥ *a* (100)	1.3523
Minim. berechnet	0.5838	∥ *d* (101)	1.6167	∥ *β* (509)	1.2427

Die Biegungen waren stets sehr nahe den Belastungen (diese lagen zwischen 5 und 50 Grm.) proportional.

Directe Beziehungen zwischen Cohäsion und Elasticität ergaben sich nicht, denn es besass z. B. der Elasticitätscoefficient parallel und senkrecht zum faserigen Bruch nahe denselben Werth, während bei der Cohäsion und der optischen Elasticität dies keineswegs der Fall ist.'

Trägt man parallel den betreffenden Richtungen im Krystall Strecken, proportional den auf dieselbe Dicke und Belastung reducirten Biegungen, auf, so erhält man eine Curve vierten Grades, deren Wendepunkte in den Richtungen ⊥ *τ* und ⊥ *t* liegen und deren ausgezeichnete Richtungen einen Winkel von 82.7° mit einander bilden. Die grösste Elasticitätsaxe liegt zwischen ⊥ *ε* und ⊥ *c* und macht einen Winkel von 75.4° mit der Axe *a*, wie dies auch Ångström gefunden. Das Verhältniss der grössten und kleinsten Elasticitätsaxe ist 1 : 2.88. Die Elasticitätscoefficienten parallel denselben sind resp. 8870000 Grm. und 3130000 Grm.

Neben den Versuchen mit Gyps von Aschersleben, auf die sich die obigen Zahlen beziehen und die die ausgedehntesten waren, wurden auch noch solche mit dem vom Montmartre angestellt; nach Aussehen und Sprödigkeit scheint derselbe von dem von Aschersleben sehr verschieden zu sein; in seinen Elasticitätsverhältnissen dagegen ist er ihm fast gleich; es waren die Elasticitätscoefficienten:

	‖ y	‖ d	‖ τ
Aschersleben	3863500	3211900	3122700
Montmartre	3904000	3155500	3177400

Am genauesten sind die Messungen ‖ y.

Glimmer. Aus dem Kaliglimmer wurden in derselben Weise wie aus dem Gyps Lamellen geschnitten, deren Dicke nie 0.3 Mm. überstieg.

Die folgende Tabelle enthält die für die aus einer Glimmerplatte geschnittenen Lamellen gefundenen Biegungen in Milliontel-Miilimetern. Sie sind wieder auf eine Lamelle von einer mittleren Dicke von 0.17714 Mm. und 1 Grm. Belastung reducirt. Die Richtung a (100) entspricht der Ebene der optischen Axen.

‖ a	23883	60^0 gegen a geneigt	22407
15^0 gegen a geneigt	23400	75^0 „ „ „	22380
30^0 „ „ „	22519	90^0 „ „ „	22539
45^0 „ „ „	22133		

Die Unterschiede der Elasticität sind im Glimmer äusserst gering. Trägt man die elastischen Biegungen auf die bezüglichen Richtungen auf, so erhält man eine Curve, die wenigstens vom vierten Grade ist, sie ist symmetrisch in Bezug auf die krystallographische Symmetrieebene (010).

Verschiedene Versuchsreihen ergaben wenig übereinstimmende Werthe, so z. B. fanden sich aus Reihen *A*, *B*, *D*, *E* für die extremen Werthe die folgenden Verhältnisse:

Richtung	*A*	*B*	*D*	*E*
0^0 a	1.1302	1.0808	1.0974	1.0650
40^0 a	1	1	1	1
90^0 a	1.0876	1.0204	1.0292	1.0098

Der Elasticitätscoefficient nach $45^0 a$ beträgt 17120100 Grm.

Der Verfasser stellt ferner Betrachtungen über die Entstehung der Krystalle an und gelangt zu folgendem

Satz: Die Krystalle sind durch Störungen in der flüssigen Substanz entstanden; wirkt während der Krystallisation eine Kraft stetig, so wird sie im allgemeinen eine Fläche von den an dem Körper möglichen hervorbringen; geschieht dies in einer Richtung, in der leicht eine Umstellung der Molecüle stattfindet, so entsteht eine Zwillingsschicht.

Es gilt dies nur, wenn die äusseren Kräfte klein gegen die Molecularkräfte sind, ist dies nicht der Fall, so ist die Lagerung der Molecüle keine normale und können Flächen auftreten, die seiner gewöhnlichen Gestalt nicht angehören (Quarz haftet oft an anderen Körpern mit ebenen glänzenden Flächen, die aber ohne krystallographische Bedeutung sind, ebenso ist es bei den Pseudozwillingen). — Die inneren Flächen des Gypses haben wir uns auch als durch Einwirkung einer äusseren Kraft entstanden zu denken, nach deren Aufhören die Krystallisation sich fortgesetzt hat. Die Cohäsion senkrecht zu diesen Flächen muss daher klein sein, was auch Versuche zeigen.

In Betreff der Lösungsfiguren, bei denen sehr verwickelte Verhältnisse auftreten, sowie der krystallographischen Eigenschaften des Gypses und Glimmers, müssen wir auf die Originalabhandlung resp. das Referat von Groth l. c. verweisen.

E. W.

IV. ***W. N. Hartley.*** *Ueber Anziehung und Abstossung von Blasen durch die Wärme* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 137—149).

V. —. *Ueber die constante Vibration von sehr kleinen Bläschen* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 150—152).

Der Verfasser hat das Verhalten der Blasen in den von Flüssigkeiten erfüllten Höhlungen verschiedener Mineralien untersucht, wenn denselben eine Wärmequelle genähert wurde. Sang und Hunter hatten für die im Kalkspath eingeschlossenen Bläschen eine Anziehung gefunden, und Tait hatte diese durch eine Verdampfung der Flüssigkeit auf der der Wärmequelle zugewandten Seite und nachheriger Condensation auf der entgegengesetzten erklärt.

Hartley fand zunächst, dass sich die Bewegungen

nur dann deutlich zeigen, wenn das Volumen der Flüssigkeit nicht zu klein gegen das der Blase ist. Für die Richtung der Bewegung ergab sich eine Anziehung der Blasen, wenn Wasser die allein vorhandene Flüssigkeit war, eine Abstossung, wenn die Höhlung neben Wasser auch noch flüssige Kohlensäure enthielt, und eine Abstossung bei niederen, eine Anziehung bei höheren Temperaturen, wenn das in der Blase enthaltene Gas eine sehr hohe Spannung besass.

Dass die Erscheinungen nicht von dem Auftreten von Pyroelectricität herrühren, dürfte daraus hervorgehen, dass sie sich auch im Flusspath zeigen. Nach Stookes sind die obigen Erscheinungen nicht durch eine Verdampfung, sondern durch eine Aenderung der Oberflächenspannung zu erklären, indem diese mit Erhöhung der Temperatur abnimmt, so dass also von der kalten Seite her ein grösserer Druck als von der warmen ausgeübt wird. Haben wir Räume, die neben dem Wasser noch Kohlensäure enthalten, so wird von letzterer in ersterem etwas gelöst sein; bei einer Temperaturerhöhung wird ein Theil derselben entweichen, in Folge dessen wird die Oberflächenspannung des Wassers zunehmen und eine Bewegung nach der kälteren Seite hin auftreten; indem aber zu gleicher Zeit durch die Temperaturerhöhung die Oberflächenspannung des Wassers selbst abnimmt, was eine entgegengesetzte Bewegung bedingen würde, so ist es möglich, dass je nach der Temperatur eine Anziehung oder Abstossung derselben Blase stattfindet.

Die hin- und hergehenden Bewegungen kleiner Bläschen dürften sich aus den obigen Erscheinungen erklären, wenn man zugleich beachtet, dass ein Raum niemals überall eine gleiche Temperatur besitzt. E. W.

VI. ***S. Figee.*** ***Barlow und Laslett's Bestimmung der Elasticität und Festigkeit von Bauholz*** (Nat. XVI. p. 61).

Barlow bestimmte die Elasticität der Hölzer indem er einen quadratischen Balken von 7 Fuss Länge und 2 Zoll Seite, auf zwei 6 Fuss von einander entfernte

Stützen auflegte und die durch ein in der Mitte angehängtes Gewicht hervorgebrachte Biegung maass. In seiner Berechnung führt er aber statt der Entfernung der Stützpunkte die Gesammtlänge der Balken, ebenso wie nach ihm Laslett, ein, und erhält so zu grosse Zahlen; denselben Fehler begeht er bei der Berechnung der Festigkeit. Corrigirt man den von Barlow für den Thekabaum angegebenen Elasticitätscoefficienten, so erhält man $E = 4380023$ Pfd., was mit der von holländischen Beobachtern erhaltenen Zahl 404210 recht gut übereinstimmt. Weitere Bestimmungen der Elasticität verschiedener Holzsorten verspricht der Verf. mitzutheilen.

E. W.

VII. ***W. F. Barett.*** *Ueber die Wirkung von unhörbaren Schwingungen auf empfindliche Flammen* (Nat. V. XVI. p. 12).

Der Verfasser fand, dass auch Schwingungen von Pfeifen, die jenseits des Bereiches der Hörbarkeit liegen, auf empfindliche Flammen einen sehr bedeutenden Einfluss ausüben. Es wurde dazu in der Nähe einer solchen Flamme eine Galton-Pfeife angeblasen. Bei dem tiefsten Ton, den dieselbe gaben konnte, kam die Flamme kaum in Bewegung, wurde aber der Ton bis an die Grenzen der Hörbarkeit und darüber hinaus gesteigert, so sank sie um 16 Zoll herab und liess das charakteristische Geräusch hören, indem sie zugleich an Helligkeit verlor; im rotirenden Spiegel zeigte sie eine grosse Anzahl zerrissener Bilder mit ausgezackten Rändern und flackernden Zungen, die eine schnelle, complicirte und kräftige Bewegung anzeigten. Die Wirkung der Schwingungen macht sich bis auf sehr grosse Entfernung hin merklich, so dass sie leicht auch einem grösseren Publikum vorgeführt werden kann.

E. W.

VIII. ***E. B. Tylor.*** *Schallschwingungen von Membranen von Seifenlösungen* (Nat. XVI. p. 12).

Um die Schwingungen von Membranen zu studiren, die mit ihren Grund- und Obertönen schwingen, benutzt

man gewöhnlich dünne gespannte Blasen- oder Kautschukmembranen. Der Verfasser fand, dass in weit höherem Maasse als diese Seifenlösungsmembranen im Stande sind, die verschiedenartigsten Schwingungen wiederzugeben. Er taucht dazu das eine Ende eines weiten Glasrohres in eine solche Lösung und überzieht es dadurch mit einer Membran; singt man dann gegen das offene Ende des Rohres, so treten die den verschiedenen Tönen und Vocalen entsprechenden Schwingungsformen sehr schön hervor. Lässt man von dem Membran das von einer Oxy-Hydrogen Lampe ausgehende Licht auf eine Wand reflectiren, so kann man dieselben auch objectiv zeigen; doch empfiehlt es sich dabei, um die Newton'schen Farben der dünnen Schicht zurücktreten zu lassen, die gewöhnliche mit Glycerin und Gelatine versetzte Seifenlösung zu verdünnen und ihr ein paar Tropfen Ammoniak zuzusetzen. E. W.

IX. ***Tolver Preston***, *Ueber die Fortpflanzung des Schalles und die physikalischen Bedingungen, welche seine Geschwinhigkeit bestimmen, auf Grundlage der kinetischen Gastheorie* (Phil. Mag. (5) III. p. 441—453).

Der Verf. macht darauf aufmerksam, dass sämmtliche Gesetze über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles sich ergeben, wenn man sich vorstellt, die einzelnen der schwingenden Fläche in erster Reihe benachbarten Gasmolecüle nähmen die Geschwindigkeit der Fläche an und gäben dieselbe an die benachbarten ab.[1] Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit muss dann in allen Fällen proportional der mittleren Geschwindigkeit der Gasmolecüle werden. Die Dichtigkeitsänderung erklärt sich daraus, dass z. B. bei gleicher Bewegungsrichtung der schwingenden Fläche und des Gasmolecüles das letztere mit grösserer Geschwindigkeit in der Bewegungsrichtung der Fläche fortgeht, als es wieder zurückkehrt. Die Schallgeschwindigkeit ist,

[1]) Vgl. auch die ganz ähnlichen Betrachtungen Hoorweg's Arch. nérl. XI. p. 131—177 und Beibl. I. p. 209—217. D. Red.

wegen der schiefen Stösse, nicht identisch mit der Moleculargeschwindigkeit; für Wasserstoff z. B. ist bei 0^0 C. die erstere 4164 Fuss, die letztere 6050, ihr Quotient also 0.688. Maxwell, welchem der Verf. seine Arbeit mitgetheilt hatte, hat bei näherer mathematischer Untersuchung für diesen Quotienten $\frac{\sqrt{5}}{3} = 0.745$ gefunden, unter der Annahme kugelförmiger Molecüle, welche unendlich klein im Verhältniss zu ihrem Abstand sind. Für Quecksilbergas sei dies in Uebereinstimmung mit dem gefundenen Werthe, für andere Gase sei der Quotient wegen der bei ihnen auftretenden Rotation der Molecüle kleiner. Br.

X. ***Lord Rayleigh.*** *Akustische Beobachtungen* (Phil. Mag. (5) III. p. 456—464).

Wahrnehmung der Richtung, aus welcher der Schall kommt. Wenn sich vor und hinter einem Beobachter je eine von zwei gleich gestimmten Gabeln befindet, welche gleichzeitig angeschlagen und von denen eine durch Nähern eines Resonators hörbar gemacht wird, so ist der Beobachter nicht im Stande zu unterscheiden, woher der Schall kommt, während eine derartige Unterscheidung bei anderen Schallquellen, z. B. der menschlichen Stimme meist leicht ist. Der Verf. glaubt, dass das Verhältniss der mit dem rechten und linken Ohr gehörten Schallintensität einen Maximalwerth hat, grösser als 1, für eine Richtung, welche nahe der Verbingungslinie beider Ohren liegt. Für Richtungen, welche sich nach vorn oder hinten von dieser Hauptrichtung entfernen, nimmt das Verhältniss ab und geht in 1 über für die Medianebene. So existiren rechts und links je zwei Richtungen, in welchen der Quotient derselbe ist und welche daher nicht unterschieden werden können; die einzig eindeutige Richtung ist die des grössten Quotienten und eine entsprechende auf der anderen Seite der Medianebene. Diese Auffassung fand der Verf. bei Versuchen mit Stimmgabeln von 256 Schwingungen bestätigt.

Der Ton wurde fast ebenso gut gehört, wenn das Ohr der Gabel zu- als wenn es von derselben abgewendet war. Demnach schien es denkbar, dass bei nahezu gleicher späterer Empfindung der ungleichzeitige Beginn derselben den Schluss auf die Richtung des Schalles ermögliche. Der Versuch zeigte aber, dass das Unterscheidungsvermögen sich nicht schwächte, wenn der Beobachter sich während des Schalles die Ohren verstopfte. Wurde nur ein Ohr verstopft, so wurden falche Angaben gemacht, ob die Gabel rechts oder links stehe; für andere Schallarten, wie z. B. bei der menschlichen Stimme oder bei Händeklappen war dies viel weniger der Fall.

Höhere Töne, z. B. von einer gewöhnlichen Pfeife (f^{IV}), werden mit dem abgewendeten Ohre schwächer gehört als mit dem zugewendeten.

Reflexion von Schall. An der Südwand eines grossen Hauses wurde eine Schallquelle angebracht (menschliche Stimme, Stimmgabel, Pfeifen und am besten eine electrische Klingel) 8 bis 10 Yards von der Südwestecke entfernt. Auf der Westseite befand sich der Beobachter. Es wurde so ein im Verhältniss zu anderen Versuchsbedingungen sehr guter, wenn auch keineswegs vollkommener akustischer Schatten erzeugt. Wenn an der Südwestecke ein Gehilfe unter passendem Winkel ein Reissbrett oder einen mit einer Times überzogenen Ring von $2^1/_2$ Fuss Durchmesser hinhielt, so wurde eine sehr bedeutende Verstärkung des Schalles wahrgenommen. Ein ebensolcher mit Calico überzogener Ring reflectirte viel weniger, kam aber dem Papierring gleich, als das Zeug benetzt wurde.

Hörbarkeit von Consonanten. In einer Entfernung von 150 Yards von einer grossen Wand wurde kaum eine Antwort auf das stärkste Zischen gehört; *sh*=*sch* wurde etwas besser gehört; *m*, *k*, *p*, *g* ziemlich gut; *r* sehr gut; *h* und *t* schlecht; *b* schien durch das Echo halbwegs in *p* verwandelt.

Interferenz durch zwei unisono tönende Stimmgabeln. Zwei gleiche Gabeln von 256 Schwingungen, welche durch eine dritte Unterbrechungsgabel von 128

Schwingungen electromagnetisch in Bewegung erhalten wurden, waren mit Resonatoren versehen und in einen gegenseitigen Abstand von 10 Yards aufgestellt. Die Stellen, an welchen die Schallbewegung in der Luft sich aufhob, waren, wenn das eine Ohr verstopft war, bis auf einen Zoll genau zu bestimmen.

In der Axe einer tönenden Glocke (Recipient einer Luftpumpe, welcher durch Streichen des Randes mit dem nassen Finger ins Tönen gebracht wurde) ist kein Schall zu hören; kehrt man dann die Glocke um, so dass die Höhlung dem Ohre zugekehrt ist, so ist Schall wahrnehmbar, wie der Verf. glaubt, in Folge der Reflexion am Grunde der Glocke.

Der Verf. theilt ferner einige Versuche mit über die Gegenwart der Octave im Klange vonStimmgabeln, namentlich, wenn dieselben in grossen Amplituden schwingen und auf einem Brett aufstehen.

Orgelpfeifen. Die Correction für die Pfeifenlänge wegen des offenen Endes ist nach Helmholtz, welcher eine untere Grenze gibt, 0.785, nach dem Verf. 0.824 mal den Radius R der Oeffnung. Der Verf. wollte die in der Theorie gestellte Bedingung, dass das offene Ende der Pfeife in einer unendlichen Ebene liege, näherungsweise realisiren und den Einfluss auf die reducirte Länge bestimmen. Zwei nahezu gleiche Orgelpfeifen von kreisförmigem Querschnitt wurden angeblasen, die Zahl der Schwebungen bestimmt, dann die Oeffnung der einen durch ein grosses steifes Tuch, welches eine entsprechende Oeffnung besass, gesteckt und die Anzahl von Schwingungen von Neuem bestimmt. Die Zahl derselben wurde durch das Tuch um $1^1/_2$ auf 242 erniedrigt. Die Länge der Pfeife war 28 Zoll, ihr Radius 1 Zoll, die Correction für die reducirte Länge ist daher ungefähr $0.2\,R$. Ohne die Ebene würde die Correction demnach $0.6\,R$ betragen

Die Correction könnte bei angeblasenen Pfeifen infolge des Luftstromes grösser werden als die Theorie ergibt. Der Verf. bestimmte deshalb den Ton stärkster Resonanz der Orgelpfeifen und fand so die reducirte Länge

zu 28.7 Zoll, 4.7 Zoll mehr als die wirkliche Länge. Nach Verschluss der oberen Oeffnung wurde der Resonanzton wieder bestimmt und die reducirte Länge zu 29.1 Zoll gefunden, so dass die Correction wegen ungenügender Oeffnung der Spaltöffnung 5.1 Zoll betragen würde. Nimmt man noch 0.6 Zoll als Correction für die obere Oeffnung hinzu, so ergäbe sich eine reducirte Länge von 29.7 Zoll, während sich direct 28.7 Zoll fanden. Diese über die Grenzen der möglichen Fehler hinausgehende Abweichung kann nach der Ansicht der Verf. mit der bedeutenden Correction wegen der Wellenlänge in Zusammenhang stehen. Angeblasen bei einem Druck von $2^1/_2$ Zoll Wasser fand sich die reducirte Länge zu 28 Zoll, so dass der so hervorgerufene Ton höher als der Ton der grössten Resonanz ist. Ohne bei der geringen Zahl den Bestimmungen zu viel Gewicht beizulegen, glaubt der Verf. das eine Resultat festhalten zu sollen, dass bei weitem der grösste Theil der Tonerniedrigung einer Pfeife der ungenügenden Oeffnung am unteren Ende zuzuschreiben ist. Br.

XI. ***Rayleigh.*** *Ueber die Amplitude von Schallwellen* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 248—249).

Es liegen bisher über den obigen Gegenstand noch keine Bestimmungen vor; der Verf. bestimmt eine obere Grenze der hörbaren Schallwellen auf folgende Weise: Als Schallquelle diente eine Pfeife, die auf einer Wullf'schen Flasche befestigt war, mit der selbst wieder ein Manometer communicirte. Der Ton wurde durch constantes Einblasen von Luft mittelst des Mundes erzeugt, der Druck entsprach $9^1/_2$ Ctm. Wasser, dabei traten, wie besondere Versuche zeigten, 196 Cc. Luft in der Secunde durch die Pfeife, der Ton war ohne Anstrengung bis auf eine Entfernung von 820 M. hörbar. Der betreffende Ton war f^{IV}, die ihm entsprechende Schwingungszahl 2730. Der ausgeübte Druck betrug $9^1/_2 \times 981$ Grm. auf den □Ctm., die geleistete Arbeit war $196 \times 9^1/_2 \times 98$ Grm. Es muss diese der kinetischen Energie der gesammten Luftmasse

entsprechen. Es sei die maximale Schwingungsgeschwindigkeit v, S sei die Grösse der Vorderfläche der Welle, ϱ die Dichte der Luft und a die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles, dann ist die in der Zeiteinheit durch S von den Schallwellen geführte Energie $\frac{1}{2} S a \varrho v^2$, a ist dabei 34100 Cent. $\varrho = 0.0013$. S entspricht einer halben Kugeloberfläche mit dem Radius von 82000 Ctm., so dass wir, wenn keine Verluste eintreten, erhalten:

$$v^2 = \frac{2 \times 196 \times 9\tfrac{1}{2} \times 981}{2\pi\,(82000)^2 \times 34100 \times 0.0013} = 0.0014 \text{ Ctm. pro Sec.}$$

Ist die Schwingungsdauer des erzeugten Tones τ und die Maximalelongation x, so ist bekanntlich $x = \frac{v\tau}{2\pi}$, so dass: $x = \frac{0.0014}{2\pi \times 2730} = 10^{-8} \times 8.1$.

Es betragen also die Amplituden der Lufttheilchen weniger als ein 10 Milliontelmillimeter, in einer stillen Nacht dürfte der obige Ton auch noch hörbar sein, wenn die Amplitude nur ein Hundertmilliontel eines Centimeters betrüge.

E. W.

XII. ***R. A. Mees.*** ***Ueber den Einfluss der Bewegung einer Schwingungsquelle auf die Intensität der ausgesandten Schwingungen*** (Arch. néerl. XII. p. 1—16).

Der Verfasser betrachtet den Fall, wo die Lichtquelle allein in Bewegung begriffen ist, und vergleicht die Formeln, welche Ketteler und R. Eötvös für die fortgepflanzten Schwingungen aufgestellt haben. Er findet, dass die verschiedenen Formeln aus zwei einfachen Annahmen folgen, welche beide in einer allgemeinen als besondere Fälle enthalten seien. A priori möchte eine Entscheidung zwischen den beiden Annahmen kaum möglich sein; allerdings entspreche die Formel von Eötvös streng dem Princip der lebendigen Kraft, die von Ketteler nur angenähert. Andererseits werden Beobachtungen mit den jetzt vorhandenen Mitteln wahrscheinlich kein sicheres Resultat geben.

V. d. M.

XIII. *J. Habermann. Ueber eine Modification der Dumas'schen Methode der Dampfdichtebestimmung* (Lieb. Ann. CLXXXVII. p. 341—349).

Der Verf. wendet den von Hofmann für das Gay-Lussac'sche Verfahren eingeführten Kunstgriff auf die Dumas'sche Methode an, indem er hier die Bestimmungen bei Drucken unter dem atmosphärischen ausführt. Man braucht dann nicht 1 Grm. Substanz anzuwenden, kann die Substanz grösstentheils leicht und rein wieder gewinnen und die Dichtebestimmung bei einer den betreffenden Siedepunkt nicht übersteigenden Temperatur ausführen. — Der angewendete Ballon unterscheidet sich dadurch von dem Dumas'schen, dass seine Capillare stumpfwinkelig gebogen ist; nach dem Einsenken des Ballons in das Bad muss die Biegung noch über der Mündung des Oelgefässes, aber nahe an dessen Rande liegen. Eine Kugelröhre (mit 2 Kugeln), im stumpfen Winkel gebogen, dient als Vorlage; ihr einer Schenkel kann mit dem Kautschukschlauch einer Wasserluftpumpe, der andere durch Ausfüttern mit einem Kautschukröhrchen mit der Capillare des Ballons verbunden werden. Die Behandlung des Ballons ist dieselbe wie bei Dumas. Ist die Vorlage luftdicht mit dem Ballon auf einer, der Pumpe auf der andern Seite verbunden, so evacuirt man bis auf 600 Mm. und darüber, sperrt die Pumpe ab und erhitzt bis zum beginnenden Sieden, regulirt die Flamme so, dass die Temperatur des Bades in 1—2 Minuten um ca. 1° steigt und evacuirt erforderlichen Falls nochmals; mit der Flüssigkeit des Bades wird die aus dem Bade ragende Capillare des Ballons bis zu ihrer Biegung fortwährend begossen. Erweicht man dann deren Hals mit dem Löthrohr, wenn das in das Oelbad tauchende Thermometer fast den Siedepunkt der Substanz anzeigt, so drückt die Luft das capillare Rohr zusammen, wodurch das Zuschmelzen erleichtert wird. Der Stand des Manometers ist durch das Abschmelzen so ziemlich fixirt; man liest ihn ab, lässt Luft in die Vorlage treten und verfährt genau nach Dumas weiter. Bei der

Reduction des Volumens wird statt des betreffenden Barometerstandes die Differenz aus diesem und der Manometerablesung gesetzt. Die Bestimmung kann rasch ausgeführt werden und gibt sehr befriedigende Resultate, z. B. bei Anilin, Benzoësäure und Essigsäureanhydrid. C.

XIV. ***F. D. Brown.*** *Die physikalischen Eigenschaften der Homologen und Isomeren* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 238—247).

Der Verfasser bestimmte zunächst die Dichte, Ausdehnung und Spannkraft des Propyljodids und des Isopropyljodids.

Die Dichten wurden folgendermaassen ermittelt; die capillaren Enden eines U-Rohres, das etwa 14 Cc. fasste, waren nach unten umgebogen; das eine war mit einem Kautschukrohr verbunden, das andere tauchte in ein kleines Gefäss, in dem sich die zu untersuchende Substanz befand; durch Saugen am Kautschukschlauch füllte man das U-Rohr mit der betreffenden Flüssigkeit und senkte dann das Ganze in ein Becherglas, das Wasser enthielt, dessen Temperatur t etwas höher war als die der umgebenden Luft; dann hob man das U-Rohr aus dem Wasserbade heraus; in der kühleren Luft zog sich die Flüssigkeit zusammen, und füllte die Capillaren nur noch zum Theil so dass man den Apparat leicht trocknen und wägen konnte; daraus erhielt man das Gewicht Flüssigkeit, das bei der Temperatur t das U-Rohr vollkommen füllte und aus dem durch Auswägen bestimmten Volumen dieses das specifische Gewicht.

Zur Bestimmung der Ausdehnung dienten die von Kopp, Pierre u. a. benutzten Dilatometer. Die Spannkräfte wurden durch Bestimmung des Siedepunktes der Flüssigkeit in evacuirten Räumen erhalten. Dazu war der die Flüssigkeit enthaltende Fractionskolben, in den ein Thermometer tauchte, mit einem Rückflusskühler und einem

grossen evacuirten Raume verbunden, dessen Druck man bestimmte.

Normales Propyljodid. Die Dichte bei 0° ergab sich zu 1.7863.

Für die specifischen Volumina ergab sich, das bei 0° gleich 1 gesetzt, durch Interpolation:

Temp.	Volumen	Temp.	Volumen	Temp.	Volumen
0°	1.00000	40°	1.04436	80°	1.09446
10	1.01052	50	1.05600	90	1.10802
20	1.02142	60	1.06852	100	1.12200
30	1.03274	70	1.08128		

Es stimmen die Zahlen bis 70° sehr gut mit den von Pierre gefundenen überein; oberhalb dieser Temperatur hat derselbe keine Messungen angestellt, während die höchste vom Verfasser benutzte Temperatur 96.74° betrug.

Die Spannkräfte H liessen sich durch eine Gleichung: $H = a b^{\frac{t}{1+mt}}$ darstellen, wo $\log a = 1.1875207$, $\log b = 0.0259870$, $\log m = \overline{3}.6338070$ ist und t die Temperatur in Celsius-Graden $+ 7.5°$ bezeichnet.

Isopropyljodid. Die Dichte ergab sich bei 0° zu 1.7440. Die specifischen Volumina waren:

Temp.	Volumen	Temp.	Volumen	Temp.	Volumen
0°	1.00000	40°	1.04640	70°	1.08606
10	1.01118	50	1.05900	80	1.10032
20	1.02246	60	1.07234	90	1.11480
30	1.03440				

In der folgenden Tabelle sind endlich noch die gleichen Spannungen entsprechenden Siedepunkte und die ihnen zugehörigen Dichten zusammengestellt.

Spannkraft	Siedepunkt des normalen Propyljodids	Siedepunkt des Isopropyljodids	Dichte des normalen Propyljodids	Dichte des Isopropyljodids	Differenz zwischen den Dichten
200	62.37°	50.50°	1.66704	1.64590	0.02114
300	73.51	61.33	1.64493	1.62359	0.02134
400	81.95	69.70	1.62808	1.60646	0.02162
500	88.84	76.44	1.61446	1.59246	0.02200
600	94.70	82.11	1.60250	1.58068	0.02182
700	99.83	87.13	1.59221	1.57035	0.02186
760	102.63	89.89	1.58670	1.56497	0.02196 (?)

Es sind also die Molecularvolumina dieser zwei isomeren Substanzen bei correspondirenden Temperaturen nicht gleich, und zwar ist die Dichte des normalen Jodids um eine nahezu constante Grösse grösser als die des anderen. Es stimmt dies mit der dynamischen Anschauung von der Constitution der Materie. Isopropyljodid ist weniger stabil als das normale Jodid, es kann dies von einer grösseren Geschwindigkeit seiner Molecüle herrühren, und dieser selbst würde ein grösserer mittlerer Abstand zwischen denselben entsprechen.

Ueber Versuche, die der Verfasser über die Spannkräfte des normalen Propylalkohol angestellt hat, theilt er mit, dass die dieselben als Function der Temperatur darstellende Curve die entsprechende des Propyljodids in einem Punkte, der einem Druck von 370 Mm. und einer Temperatur von 79° entspricht, schneidet. Bei niederen Drucken liegt der Siedepunkt des Alkohols höher als der des Jodides.

E. W.

XV. ***L. Calderon.*** *Ueber die Eigenschaften des Resorcins; thermochemische Untersuchung* (C. R. LXXXV. p. 149—152).

Der Verf. bestimmt die bei der Lösung des Resorcins und bei der Verbindung desselben mit Basen freiwerdende Wärme.

Löst man $^1/_2$ Aequivalent = 55 Grm. reines Resorcin in 900 Grm. Wasser, so werden frei: bei 15° —3.936 Cal., bei 22° —3.831 Cal.

Ferner wurden in Lösungen von $^1/_4$ oder $^1/_2$ Aeq. mit Resorcin folgende Basen zusammengebracht: Kali, Natron, Ammoniak, verdünnt auf 2 Liter; Baryt, verdünnt auf 6 Liter.

Auch die Resorcinlösung war auf 2 Liter verdünnt.

Das Resorcin zeigt sich als zweiwerthiges Phenol; mit Kali, Natron, Ammoniak und Baryt entwickelt es resp. 15.54, 15.541, 4.79, 16.11 Cal., während Phenol etwa die Hälfte, 7.6, 7.34, 2.0, 7.48 Calorien gibt. Bei einem grossen Ueberschuss von Resorcin entwickelt Baryt mehr Wärme als Kali oder Natron. Fast dieselben Zahlen erhält man bei einem Ueberschusse an Basen.

Die Concentration der Lösungen ist nicht von wesentlichem Einflusse. Sättigt man Resorcin erst durch 1, dann durch 2 Aeq. Basis, so findet man bei dem ersten Aequivalent eine grössere Wärmeentbindung; nur beim Baryt wirken beide Aequivalente ziemlich gleich.

Da die Verbindung mit Ammoniak eine weniger stabile ist, wird bei ihrer Bildung verhältnissmässig wenig Wärme frei. C.

XVI. ***L. Troost.*** *Ueber die Dämpfe der Chloralalkoholate* (C. R. LXXXV. p. 144).

Der Verf. fand, dass das Methyl-, Aethyl- und Amylchloralalkoholat, ganz wie das Chloralhydrat, eine nur halb so grosse Dampfdichte haben, als das Avogadro'sche Gesetz fordern würde.

Dampf des Chloralalkoholats	Druck (Mm.)	Temperatur	Dichte gefunden	Dichte berechnet.
Methylalkoholat	282	99.8	2.92	3.1
Aethylalkoholat	254.8	99.3	3.36	3.35
Amylalkoholat	259	127.5	3.98	4.08

C.

XVII. *G. Lemoine. Wirkung des Lichts auf Jodwasserstoff* (C. R. LXXXV. p. 144—147).

In der Kälte verbinden sich selbst im Licht Wasserstoff und Jod nicht merklich. Reine gasförmige Jodwasserstoffsäure hält sich im Dunkeln über ein Jahr lang unverändert. Bei Zutritt von Licht scheidet sich festes Jod aus; so wurden in 10 Tagen 24, in 32 Tagen 80 % HJ zersetzt. Da Jod und Wasserstoff sich im Lichte nicht verbinden, dürfte die Zersetzung eine unbegrenzte sein. Die Oberfläche der den Jodwasserstoff enthaltenden Gefässe ist auf dieselben von keinem merklichen Einfluss, wohl aber die Farbe des einwirkenden Lichtes, indem nur der brechbarere Theil des Spectrums eine Zersetzung bewirkt.

Die allmähliche Zersetzung gasförmigen Jodwasserstoffs kann zur Bestimmung der Helligkeit des Himmels dienen.

Auffallend ist, dass das Licht in einem Monate 80 % des Jodwasserstoffs zersetzt, während eine einmonatliche Erhitzung auf 265° nur 2 %, eine mehrstündige Erhitzung auf 440° nur 20 % zerstört. Der Grund hiervon ist, dass 1) die Wirkung des Lichtes nicht durch die entgegengesetzte Reaction geschwächt wird, wie die der Wärme, und 2) die in der Kälte erfolgende Bildung von festem Jod eine beträchtliche Wärmemenge liefert (6400 Cal. auf 1 Aeq.), während bei der in der Wärme erfolgenden Zersetzung des Jodwasserstoffs nur sehr wenig Wärme entbunden wird. C.

XVIII. *A. Baeyer. Ueber Regelmässigkeiten im Schmelzpunkt homologer Verbindungen* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1286—1288).

Der Verf. stellt zunächst die Schmelzpunkte der normalen Glieder der sogen. Oxalsäurereihe nebeneinander. Diejenigen Glieder, welche eine paare Anzahl von Kohlenstoffatomen haben, zeigen einen höheren Schmelzpunkt als die mit einer ungeraden Anzahl (vgl. auch die früheren Untersuchungen Jungfleisch's über diesen Gegenstand);

mit den unpaaren Kohlenstoffzahlen steigt der Schmelzpunkt der Säuren, während jener der paaren fällt, so dass beide Reihen sich einem mittleren Werthe nähern. Die in Halbklammern stehenden Ziffern geben die Zahl der Kohlenstoffatome der betreffenden Verbindungen, die daneben stehenden Zahlen den Schmelzpunkt an:

paar:	4) 180°	6) 148°	8) 140°	10) 127°
unpaar:	5) 97°	7) 103°	9) 106°	11) 108°.

Aehnliche Regelmässigkeiten zeigt die normale Fettsäurereihe:

paar:	2) +17	4) 0	6) — 2	8) +16	10) +30	16) +62	18) +69.2
unpaar:	3) u. 5) bl. flüssig		7) —10.5	9) +12		17) +59.9	

Vielleicht liegt diesen Regelmässigkeiten das Gesetz zu Grunde, dass in homologen Reihen gleich constituirter Verbindungen der Schmelzpunkt bei unpaarer Kohlenstoffatomzahl verhältnissmässig niedriger ist als bei paarer.

C.

XIX. ***J. D. van der Waals.*** *Ueber den Einfluss, den der Druck auf die Temperatur, bei der das Wasser ein Dichtemaximum zeigt, ausübt* (Med. d. kon. Ak. van Wetenschappen. Afd. Natuurk. (2) XI. p. 1—13 (Separatabzug, holländisch).

Zur Lösung der obigen Aufgabe stellt der Verfasser folgende Betrachtungen an:

Es sei bei gewöhnlichem Druck das Dichtemaximum des Wassers bei 4°. Bei einer Temperatur t, die unter 4° liegt, etwa bei 3.5° ist der Compressionscoefficient β nach Grassi grösser als bei 4°, so dass bei einem bestimmten Druck das Volumen bei 3.5° gleich dem 4.5° ist, und so die Temperatur der grössten Dichte zwischen 4° und 3.5° bei diesem Drucke liegen muss; es wird also bei einem höheren Druck bei einer niedrigeren Temperatur das Dichtemaximum eintreten. Die Verhältnisse lassen sich am besten bei graphischer Construction übersehen. Denken wir uns die dem Drucke 1 entsprechenden Volumina bei verschiedenen Temperaturen gegeben, so werden sie, wenn wir als Ab-

scissen die Volumina, als Ordinaten die Drucke auftragen, auf einer geraden Linie liegen. Der dem Coordinatenanfangspunkt zunächst gelegene Punkt wird der Temperatur von 4^0 entsprechen, allen übrigen Punkte werden zwei verschiedene Temperaturen zukommen. Zieht man die diesen Punkten entsprechenden Isothermen, so werden dieselben, wie der Verfasser auf verschiedene Weise zeigt, einander nicht parallel laufen, sondern einander schneiden und zwar in Punkten, die weiter nach dem Anfangspunkt hin liegen, als der Punkt, der dem Dichtemaximum bei 4^0 entspricht. Auf der Envellope der Isothermen müssen die kleinsten Volumina liegen, die bei dem jeweiligen Drucke vorhanden sind.

Wir werden dieselben erhalten, wenn wir die Envellope der allgemeinen Zustandsgleichung $\varphi(pvt) = 0$ beim Wasser berechnen und t als Parameter betrachten.

Nach Kopp ist:

$$v_t = 1 - \frac{610.45\,t + 77.183\,t^2 - 0.3734\,t^3}{10^7}.$$

Aus Grassi's Versuchen lässt sich eine empirische Formel für den Compressibilitätscoefficienten β_t ableiten:

$$\beta_t = \frac{503 + 13.185\,t - 3.456\,t^3}{10^7},$$

nach der β_t zwischen 0^0 und 5^0 ein Maximum besitzen wird.

Setzen wir dann noch, da v_t stets wenig von 1 verschieden ist, β_t an Stelle von $\beta_t . v_t$, so wird die Zustandsgleichung:

$$-(p-1)\left(\frac{503 + 13.185\,t - 3.456\,t^2}{10^7}\right) = v - 1 + \frac{610.45\,t - 77.138\,t^3 + 0.3734\,t^3}{10^7}.$$

Um die Envellope zu finden, braucht man nur die obige Gleichung nach t zu differentiren und aus ihr und der ursprünglichen Gleichung t zu eliminiren. Die differentirte Gleichung liefert nun aber, da v in ihr nicht mehr enthalten ist, eine Relation zwischen dem Druck p und t, d. h. der Temperatur, bei der das Dichtemaximum bei dem betreffenden Drucke vorhanden ist. Die Gleichung wird:

$$-(p-1)\{13.185\,t - 6.912\} = 610.45 - 154.366\,t + 1.12\,t^2.$$

Es werden dann den in der ersten Horizontalreihe der folgenden Tabelle stehenden Drucken die in der zweiten stehenden Temperaturen des Dichtemaximums entsprechen.

0	1	1.75	2.85	4.06	5.5	6.9	8.6	10.5
4.18	4.08	4.0	3.9	3.8	3.7	3.6	3.5	3.4

Aus der allgemeinen Gleichung erhält man bei constantem p:

$$\left(\frac{dv}{dt}\right)_p = -\frac{610.45 + (p-1)\,13.185 + [154.366 + (p-1)\,6.912]\,t - 1.12\,t^2}{10^7}.$$

Für das scheinbare Minimumvolumen in Glas muss $\left(\frac{dv}{dt}\right)_p = g$ werden, wenn g den Ausdehnungscoefficienten des letzteren beim Druck p bezeichnet, es ist nahezu $g = \frac{258}{10^7}$, und es tritt das Minimumvolumen bei gewöhnlichem Druck bei 5.8^0, bei einem Druck von 7 Atmosphären bei 5^0 ein.

Der Verfasser suchte diese Temperatur experimentell zu bestimmen, indem er die Ausdehnung des Wassers in einem langsam erwärmten Oersted'schen Piezometer untersuchte. Er fand den Stand des Index bei Temperaturen t:

t	0.1	2.8	4.1	5.1	5.4	6.1
bei 1 Atmosph.	102.9	96	94	93.2	93.1	93.1
bei 7 Atmosph.	91	83.5	82	81.9	82	82

Wenn diese Versuche (eine zweite Reihe ergab ganz ähnliche Resultate) auch noch nicht als abschliessende betrachtet werden können, so lassen sie doch ersehen, dass die Temperatur, bei der ein Minimum des Volumens eintritt, bei höheren Drucken eine niedrigere ist, als bei gewöhnlichem Druck.

E. W.

XX. ***E. Baynes.*** *Ueber die Spannungscurven des Dampfes über Eis und flüssigem Wasser* (Phil. Mag. (5) III. p. 512—514).

Herr Baynes erinnert an zwei ältere Abhandlungen über den genannten Gegenstand, von Kirchhoff[1]) aus

[1]) Pogg. Ann. CIII. p. 206.

dem Jahre 1858 und von J. Thomson[1]) aus dem Jahre 1872, mit deren übereinstimmendem Resultat der Beibl. I. p. 344 referirte Aufsatz von Moutier, über den Wasserdampf, im Widerspruche steht. Die Beweisführung im letzteren beruht auf der Voraussetzung, dass bei der Annahme $p = p'$ gleichzeitig $\frac{dp}{dT} = \frac{dp'}{dT}$ sein müsse (p die Spannung über flüssigem Wasser, p' über Eis). Lässt man die letztere Annahme fallen und vernachlässigt das Volumen des flüssigen Wassers und des Eises gegen das des Dampfes, so ergeben die von Moutier aufgestellten Gleichungen anstatt seines Resultates das folgende:

$$\frac{dp'}{dT} - \frac{dp}{dT} = \frac{S}{ATv}.$$

Diese Relation ist von Kirchhoff in der citirten Abhandlung hergeleitet worden, und indem derselbe nach Regnault's Beobachtungen für die Schmelztemperatur des Eises unter dem Druck seines eigenen Dampfes $p = p'$ setzt, berechnet er daraus für diese Temperatur die Differenz $\left(\frac{dp'}{dT} - \frac{dp}{dT}\right)$ zu 0.044 Mm. und bemerkt, dass sie von demselben Sinne und derselben Grössenordnung ist, wie sie die Versuche Regnault's ergeben. — Ebenso hat J. Thomson gezeigt, dass die beiden Spannungscurven des Dampfes über Eis und flüssigem Wasser zwar nicht, wie Regnault glaubte, zusammenfallen, aber sich unter dem Schmelzpunkt des Eises schneiden. Der Satz von Moutier, dass niemals $p = p'$ sein könne, ist also hinfällig, wie auch bereits 1874 Herr Rücker[2]) bemerkt hat.[3]) E. L.

XXI. ***E. Reusch.*** *Apparat zur Messung der Ausdehnung starrer Körper durch die Wärme* (Carl Repert. XIII. p. 1—3).

Eine starke Fussplatte, A steht mit 4 Füssen, von denen einer als Schraube verstellbar ist, auf einer festen

---

[1]) Rep. Brit. Assoc. 1872. p. 24.

[2]) Proc. Roy. Soc. XXII. p. 460.

[3]) Herr Prof. Horstmann und Herr Prof. Rücker haben uns schriftlich gleichfalls auf diesen Irrthum Moutier's unter Hinweis

horizontalen Unterlage. Von A erheben sich zwei Träger, die an ihrem oberen Ende Stahlschrauben mit Spitzen tragen. Zwischen letzteren ist eine messingene horizontale Drehaxe leicht beweglich. Dieselbe trägt an ihrem linken cylindrischen Ende den mit Hülse und Stellschraube versehenen Spiegel, m, in der Mitte des bügelförmigen rechten Theiles eine excentrische Schraube, s, deren Spitze auf dem oberen Ende des zu untersuchenden Körpers ruht. Das untere Ende desselben ruht auf der Spitze einer Schraube, s_1, die durch die Fussplatte von unten hereinsticht und zum Justiren dient. — Die obere Fläche des Bügels ist der durch die geometrische Drehaxe und die um 5 Mm. von ihr abstehende Spitze von s gelegten Ebene parallel; sie muss beim Beginn der Versuche nahezu horizontal sein, was durch Stellen an s_1 erreicht werden kann. Die Länge der Stäbe beträgt 59 Mm., in ihre Enden sind feine conische Vertiefungen zur Aufnahme der Schraubenspitzen eingelassen. Unter dem bügelförmigen Theil befindet sich das Erwärmungsgefäss.

Will man den Apparat zu Vorlesungsversuchen benutzen, so lässt man ein Bündel Sonnenstrahlen von dem Spiegel nach der Wand reflectiren; es wird dann, wenn man heisses Wasser in das Erwärmungsgefäss giesst, das Spiegelbild mehrere Centimeter wandern.

Ersetzt man die Metallstäbe durch eine Kalkspathplatte, so lässt sich sehr gut die Contraction parallel der Krystallaxe zeigen.

Bei genauen Messungen wird man den Spiegel vertical stellen und Spiegelablesung mit Fernrohr und Scala anwenden. E. W.

XXII. **Norris.** ***Ueber gewisse moleculare Veränderungen im Eisen und Stahl beim Erhitzen und Abkühlen*** (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 127—133. 1876).

Nach den Versuchen von Grove (Proc. Roy. Soc. 1869 28. Jan.) ziehen sich durch einen Strom zum Rothglühen

auf die obigen Arbeiten Kirchhoff's und J. Thomson's aufmerksam gemacht. Die Red.

gebrachte und durch Gewichte gedehnte Eisendrähte (von 0.65 Mm. Dicke und 21.5 Ctm. Länge) beim Abkühlen erst ein wenig (0.75 Mm.) zusammen, dehnen sich dann (um 2 Mm.) aus, werden also länger als bei ihrer höchsten Temperatur, und ziehen sich dann wieder zusammen, wobei sie bei der niedrigsten Temperatur eine permanente Dehnung behalten. Barrett (Phil. Mag. (5) XLVI. p. 472) zeigte sodann, dass beim Erhitzen die entsprechende Erscheinung auftritt, und sich ebenfalls die Drähte bei derselben Temperatur plötzlich zusammenziehen, wie bei der Abkühlung. Werden die Drähte nicht gespannt, so wächst der Sprung vorwärts beim Erkalten, und der Sprung rückwärts verschwindet fast. Dabei erglüht der Draht bei dunkler Rothglut beim Erkalten noch einmal.

Nach den Versuchen des Verfassers hat die Belastung der Drähte keinen Einfluss auf die plötzlichen Aenderungen und kann nur störend einwirken.

Wird ein gewöhnlicher Stahldraht zum ersten male erhitzt, so tritt zuerst eine plötzliche Contraction ein, dann dehnt er sich regelmässig aus. Beim Abkühlen tritt die plötzliche Ausdehnung bei nahe derselben Länge des Drahtes ein, und er bleibt endlich nach völliger Abkühlung etwas verlängert.

Bei der zweiten Erwärmung tritt der erste Stoss schon früher ein, als bei der ersten; ist aber stärker. Der Draht dehnt sich weniger aus. Bei der Abkühlung tritt der Stoss bei kleineren Längen ein, als beim Erwärmen, ist aber stärker. Der Draht scheint bei vollständiger Abkühlung kürzer zu werden, als anfangs. Bei gehärteten Drähten tritt der Stoss beim Erhitzen bei höheren Temperaturen ein als beim Erkalten, noch mehr bei angelassenen Drähten.

Es sollen hiernach folgende Phänomene zusammen auftreten: 1) Gewöhnliche Ausdehnung beim Erwärmen. 2) Dauernde Zusammenziehung beim Erwärmen, welche nach dem zweiten Erkalten des obenerwähnten Drahtes sichtbar ist und bei ausgeglühten und gehärteten Drähten schon nach dem ersten Erkalten noch stärker zu bemerken ist. Dieselbe kann die erste Wirkung theilweise verdecken und tritt

namentlich bei längerem Erhitzen der Drähte auf. Sie würde einer dauernden Structurveränderung, Aufhebung der Krystallisation entsprechen. 3) Temporäre Contraction bei dem Erhitzen des Drahtes, wobei Wärme latent wird. Dazu können die Wirkungen der Dehnung der Drähte und der Oxydirung kommen.

Bei der Abkühlung würde ebenso zusammenwirken: 1) die gewöhnliche Zusammenziehung, 2) die dauernde Ausdehnung dabei (durch Aenderung der krystallinischen Structur), 3) die temporäre Ausdehnung unter Auftreten einer Glüherscheinung, die dem Stosse dabei entspricht.

Die Zusammenziehung der Drähte nach dem Erkalten auf kleinere Längen als vor dem Erhitzen soll darauf beruhen, dass sich in den Drähten bei längerem Anlassen das Eisen vom Kohlenstoff trennt, und diese beiden bei hoher Temperatur sich unter starker Contraction wieder vereinen. Solche Stahldrähte zeigen die Ausdehnung beim Erkalten und die Zusammenziehung beim Erwärmen.

G. W.

XXIII. ***P. Chastaing.*** *Untersuchung über den Einfluss, den das Licht auf chemische Processe und besonders auf Oxydationen besitzt* (Ann. d. chim. et phys. (5) XI. p. 145—225).

Der Verfasser hat sich die Aufgabe gestellt, den Einfluss des rothen, gelben, grünen und violetten Lichtes auf Oxydations- und Reductionsprocesse zu untersuchen. Da die meisten Versuche Tage oder Wochen lang dauerten, so liessen sich keine absoluten, wohl aber relative Werthe für die verschiedenen Farben erhalten. Auch konnten deshalb die Versuche nicht im Spectrum, sondern mussten hinter verschiedenfarbigen Gläsern, deren Absorptionsverhältnisse aber mit dem Spectroscop untersucht wurden, angestellt werden. Dem grünen Licht war stets etwes gelbes beigemengt. Um den Einfluss des Lichtes überhaupt zu erhalten, wurde stets ein Parallelversuch im Dunkeln ausgeführt. Der absorbirte Sauerstoff wurde ent-

weder volumetrisch bestimmt, indem man in eine cylindrische Glasröhre ein kleines Gefäss mit ebenem Boden, enthaltend die zu untersuchende Substanz, brachte, die in der Glasröhre enthaltene Luft durch Quecksilber abschloss und die Menge des infolge der Oxydation absorbirten Sauerstoffs durch das Gewicht des in die Röhre eingetretenen Quecksilbers bestimmte. In anderen Fällen wurden titrirte Lösungen benutzt. Die Versuche erstreckten sich auf folgende 4 Klassen von Substanzen:

I. Metallische Salze: Manganoxydulhydrat, Eisenoxydulhydrat, schwefelsaures Eisenoxydul, metallisches Arsenik in verdünnter Kalilauge (es bildet sich arsenige Säure), arsenige Säure in verdünnter Kalilösung (es bildet sich arsensaures Kali), sehr verdünnte Schwefelwasserstofflösung, Schwefelnatrium, Mehrfachschwefelkalium. Besonders im Grün wurden noch untersucht: Jodblei, Jodquecksilber, Manganoxydul, schwefelsaures Eisenoxydul, gelbes Quecksilberoxyd, schweflige Säure. Für Chlorgold und zweifachchromsaures Kali, sowie das Gemisch von Chlor und Wasserstoff lagen bereits frühere Versuche vor.

II. Organische Substanzen: Terpentinöl, Citronenöl, Xylen, gewöhnlicher Aldehyd, Zimmtaldehyd, Bittermandelöl, Guajacharz, gewöhnlicher Aether, Phenol, Oele (früher bereits von Cloëz untersucht), Lackmus.

III. Gemische von organischen Substanzen und Salzen: Aether und Eisenchlorid, wässerige alkoholische Lösung von salpetersaurem Uran, Ferricyankalium, Jodblei und Stärke.

IV. Fluorescirende Substanzen: Schwefelsaures Chinin, Lackmus, Curcuma.

Zum Schluss wurde auch noch der Einfluss des Lichtes auf die Bildung einer Reihe von Aethern bestimmt.

Zunächst constatirte der Verfasser am schwefelsauren Eisenoxydul, dass die Temperatur einen wesentlichen Einfluss auf den Vorgang der Oxydations hat, und zwar nimmt diese mit steigender Temperatur zu. Daher wurden spätere Versuche stets bei gleichen Temperaturen angestellt.

Alle einzelnen Beobachtungen aufzuführen, hat kaum ein Interesse, da sich die numerischen Werthe sehr mit

den äusseren Bedingungen, dem Grad der Vertheilung der Substanz etc., ändern. Als Beispiel führen wir nur an, dass bei schwefelsaurem Eisenoxydul, wenn die Oxydation in der Dunkelheit mit 1 bezeichnet wird, sie im Roth 1.55, im Violett nur 0.39 ist.

Als Gesammtresultat ergab sich, dass die Wirkung der Strahlen des Spectrums auf binäre Verbindungen eine doppelte ist, eine reducirende in dem Blau und Violett, eine oxydirende im Roth. Durch Beleuchtung mit blauem Licht wird also die der Dunkelheit entsprechende Oxydation verlangsamt, durch die mit rothem dagegen beschleunigt, dabei ist die reducirende Wirkung weit stärker als die oxydirende (dies gilt nur bei der Vertheilung der Intensitäten, wie sie die verschiedenen Strahlen im Sonnenlicht besitzen. Das grüne Licht zeigt eine dem violetten analoge äusserst schwache Einwirkung. Wir können diese chemischen Wirkungen graphisch darstellen, wenn wir als Abscissen die Wellenlängen, als positive Ordinaten die Reductions-, als negative die Oxydationswirkungen annehmen. Die betreffende Curve wird dann an der Grenze zwischen Grün und Gelb in dem sogenannten neutralen Punkt die Abscissenaxe schneiden.

Die Abweichungen der schwefligen Säure, des Chlor-Wasserstoff-Knallgases, Quecksilberjodürs von den obigen Gesetzen führt der Verfasser auf secundäre chemische Vorgänge zurück.

Bei den organischen Substanzen gelangt er zu folgenden Resultaten:

1) Die auf organische Körper ausgeübte photochemische Wirkung ist eine oxydirende.

2) Ihre Intensität ändert sich je nach dem Körper, doch ist dieselbe, wenn wir die Oxydation in der Dunkelheit = 1 setzen, 2 im Roth und etwa 3 im Blau-Violett.

3) Die oxydirende Wirkung im Grün ist am Anfang des Processes schwach, nimmt dann zu, um zuletzt grösser zu werden als die im Roth sich zeigende.

Bei den Gemischen aus organischen Substanzen und Salzen haben wir es mit einer Summenwirkung zu

thun, die aber häufig durch auftretende Nebenproducte verdeckt wird.

Bei der Untersuchung der fluorescirenden Substanzen gestalten sich die Verhältnisse gleichfalls sehr complicirt. Einige, wie die alkoholische Lackmuslösung, verändern sich unter dem Einfluss aller Strahlen gleichmässig, andere dagegen, wie schwefelsaures Chinin und Curcuma, nur unter dem Einfluss der die Fluorescenz erregenden; dabei tritt entweder eine moleculare Umlagerung auf, wie beim Chinin, oder aber eine Oxydation, wie bei der Curcuma. Es wird also nicht die gesammte lebendige Kraft der absorbirten fluorescenzerregenden Strahlen als Fluorescenzlicht wiederausgesandt, sondern ein Theil wird zur Leistung einer chemischen Arbeit verwandt.

Auf die Bildung der Aether hat das Licht einen äusserst geringen Einfluss. E. W.

XXIV. ***G. Spezia.*** ***Ueber die Farbe des Zirkon*** (Atti di Tor. XII. Nov. 1876. Krystgr. Z. S. I. p. 399—400).

Der Verfasser fand, dass die Phosphorescenz beim Zirkon nicht wie beim Gadolinit mit der Farbe im Zusammenhang steht. Bei letzterem tritt diese Erscheinung nur in den Partien auf, die bis Hellgrün entfärbt worden sind. E. W.

XXV. ***E. Mascart.*** ***Ueber die Theorie der Electrometer*** (J. d. Phys. VI. p. 169—175).

Ist ein System isolirter geladener Conductoren sich selbst überlassen, so strebt die Energie dieses Systems einem Minimum zu, indem dieselbe um so viel verliert, als in dem System electrische Arbeit geleistet wird.

Sind die geladenen Conductoren dagegen jeder mit einem Condensator von unendlich grosser Capacität verbunden, oder so beschaffen, dass ihr Potential bei jeder gegenseitigen Lagenveränderung constant bleibt, so wird das System, sich selbst überlassen, einem Maximum der Energie

zustreben. Die Zunahme an Energie des Systems wird gleich sein der innerhalb desselben geleisteten Arbeit; da diese ein eben so grosses Quantum von Energie consumirt, so müssen die Electricitätsquellen oder die Condensatoren von unendlich grosser Capacität das doppelte Quantum hergeben.

Nachdem der Verfasser den zweiten Satz mit Hülfe des ersten auf einfachere Weise als Maxwell (Electr. and Magn. I. p. 94, 155, 273) bewiesen hat, benutzt er denselben zunächst zur Bestimmung der Energieveränderung oder der geleisteten Arbeit bei einer kleinen Verschiebung in einem Systeme von 3 cylindrischen Conductoren.

Man habe zwei gleiche, metallische, einseitig unbegrenzte Hohlcylinder (1) und (2) vom Radius R in geringem Abstande ihrer Enden von einander auf gemeinsamer Axe und zu den constanten Potentialwerthen V_1 und V_2 geladen. Ein kleinerer kurzer Cylinder (0) vom Radius R_0 befinde sich innerhalb concentrisch, und symmetrisch zu den beiden sich gegenüberstehenden Enden und sei zu dem constanten Potentialwerthe V_0 geladen. Seine Länge sei so gross, dass die electrische Dichtigkeit an jedem seiner Enden nur von dem benachbarten Conductor abhängig ist. Wird derselbe um die kleine Grösse x in der Richtung der Axe nach dem Conductor (2) hin verschoben, so wird sich die Ladung jedes einzelnen Conductors um ein geringes ändern, und zwar resp. um die Grösse: $+\alpha x(V_0 - V_2) - \alpha x(V_0 - V_1)$, oder: $\alpha x(V_1 - V_2)$; $+\alpha x(V_0 - V_1)$; $-\alpha x(V_0 - V_2)$. Die halbe Summe dieser Ladungsänderungen multiplicirt mit ihren zugehörigen Potentialen gibt die Veränderungen der Energie des Systems oder die während der Verschiebung x geleistete Arbeit. Ist F die Resultante der Kräfte, so ist also:

$$Fx = \alpha x (V_1 - V_2) \{ V_0 - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2) \},$$

wo die Constante α sich bestimmen lässt, wenn man bedenkt, dass die Ladungszunahme der einen Hälfte des Conductors (0) nichts anderes ist, als die auf die Strecke x kommende Ladung eines unendlich langen Cylinders vom Radius R_0

und vom Potential V_0 innerhalb eines anderen unendlich langen Cylinders vom Radius R und vom Potential V_1. Da diese Ladung bekannt ist, so haben wir:

$$ax(V_0 - V_1) = \frac{V_0 - V_1}{2} x \frac{1}{\log \frac{R}{R_0}}$$

und folglich die Resultante:

$$F = \frac{V_1 - V_2}{2 \log \frac{R}{R_0}} \left\{ V_0 - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2) \right\}.$$

Aehnliche Verhältnisse, wie das System der Cylinder, bietet das electrische System eines Thomson'schen Quadrantenelectrometers, wenn die Nadel so ausgeschnitten ist [1]), dass innerhalb der Grenzen der Beobachtung die electrische Vertheilung auf den Kanten der Nadel vom constanten Potentialwerth V_0 wesentlich ungeändert bleibt, so dass die Veränderung ihrer Ladung der Winkelverschiebung Θ proportional gesetzt werden kann. Dann ist die Veränderung der Energie des Systems, wenn die Potentiale der Quadrantenpaare resp. V_1 und V_2 sind, analog wie vorher:

$$\beta \Theta (V_1 - V_2) \left\{ V_0 - \tfrac{1}{2}(V_1 + V_2) \right\} = K\Theta,$$

wo $K\Theta$ die geleistete Arbeit, also K das Moment in Bezug auf die Rotationsaxe, aber β eine Constante bedeutet.

Der Eintritt eines Flächenstückes a in den Zwischenraum zweier übereinander liegender Quadranten bei einer Verschiebung der Nadel um den Winkel 1 vermehrt (da die Vertheilung auf den Kanten ungeändert bleibt) die Ladung dieser Seite der Nadel ebenso, als wenn ein eben solches Flächenstück in unendlicher Entfernung von den Kanten des Quadrantenpaares hinzugekommen wäre. Man hat demnach auf beiden Seiten den Fall zweier unbegrenzter Flächen, für welche die Ladung eines Flächenstückes bekannt ist, nämlich:

$$a\Theta \frac{V_0 - V_2}{4\pi e} \text{ und } a\Theta \frac{V_0 - V_2}{4\pi e'},$$

wo e die Entfernung der Nadel vom oberen, e' vom unteren

[1]) Maxwell, Tr. on Electr. a. Magn. I. p. 273.

Quadranten bedeutet. Auf dieselbe Weise wie beim System der cylindrischen Körper ergibt sich hieraus, wenn man gleichzeitig $e = e' = \frac{1}{2} d$ setzt, die Constante:

$$\beta = \frac{a}{4 \pi d},$$

also schliesslich:

$$K = \frac{a}{4 \pi d} (V_1 - V_2) \{ V_0 - \tfrac{1}{2} (V_1 + V_2) \}.$$

Diese Formel gilt, vorausgesetzt, dass keine äusseren electrischen Störungen vorhanden sind, auch noch wenn die Quadranten oberhalb der Nadel fehlen, wo dann e' statt d zu setzen ist.

W. F.

XXVI. ***Warren de La Rue und Hugo Müller.*** *Länge des Funkens der galvanischen Säule in verschiedenen Gasen bei dem Atmosphärendruck* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 227).

Der Funken der Chlorsilberbatterie von 8040 Elementen hat zwischen einer positiven Spitze und negativen Platte in Luft die Länge von 0.86 Ctm., in Wasserstoff von 1.5 Ctm. Der Reihe nach ist er kürzer in Wasserstoff, Stickstoff, Luft, Sauerstoff, Kohlensäure. (Die Funkenlänge hängt wohl ganz wesentlich von der Gestalt der Spitze ab. G. W.).

G. W.

XXVII. ***Aug. Gueroult.*** *Electrolyse der schweflichten Säure* (C. R. LXXXV. p. 225—226).

Nach dem Verfasser hätte man bisher angenommen, in wässeriger Lösung zerfiele die schweflichte Säure bei der Electrolyse in Schwefel und Sauerstoff. Da sich indess an der bei schwächeren Strömen negativen Electrode wasserstoffschweflichte Säure bildet, während an der positiven Electrode Schwefelsäure entsteht, so soll die Säure in Wasserstoff einerseits, der secundär reducirend wirkt, und in schweflichte Säure und Sauerstoff zerfallen, die sich zu Schwefelsäure verbinden, wodurch der Gehalt der Lö-

sung an der positiven Electrode an Schwefel steigt. (Dieses Resultat entspricht der längst allgemein angenommenen Ansicht, vgl. Wied. Galv. (2) I. §. 350. G. W.) G. W.

XXVIII. ***Berthelot. Fixirung des Stickstoffs auf organischen Stoffen und Ozonbildung durch schwache electrische Spannungen*** (C. R. LXXXV. p. 173—178).

Zwei conaxiale Glasröhren sind an ihrem oberen Ende zusammengelöthet, der innere Hohlraum mit verdünnter Schwefelsäure gefüllt und die äussere Röhre in ein Reagirglas voll derselben Säure eingesenkt. Nach der Füllung des Zwischenraumes zwischen beiden Gläsern mit einem Gase oder anderen Stoffen wird derselbe zugeschmolzen und der positive Pol einer Säule von 5 Leclanché'schen Elementen mit der Schwefelsäure innerhalb, der negative Pol mit der Säure ausserhalb während 8—9 Monaten verbunden.

Dabei bildet sich Ozon, nachzuweisen durch die Oxydation der arsenichten Säure, durch Bildung von jodsaurem Kalium aus Jodkalium, von Silbersuperoxyd auf Silber. Ein Gemenge von trockener schweflichter Säure und Sauerstoff gibt Schwefelsäureanhydrid.

Bei anderen Versuchen wird die äussere Oberfläche eines oben durch eine halbkugelförmige Kuppe geschlossenen Cylinders von dünnem Glase zur Hälfte mit einem gewogenen und befeuchteten Stück von schwedischem Filtrirpapier, zur Hälfte mit einer titrirten und gewogenen Dextrinlösung, die innere dagegen mit einem Stanniolblatt bedeckt. Der Cylinder wird so auf eine Glasplatte gestellt, mit einem dünnen conaxialen, aussen mit Stanniol beklebten Glascylinder bedeckt, der ihm möglichst nahe ist, ihn aber nirgends berührt, und nun die innere Stanniolbelegung mit dem positiven, die äussere mit dem negativen Pol der Säule verbunden. Nach 7 Monaten zeigte das Dextrin einen bedeutenderen Zuwachs an Stickstoffgehalt, als das Papier. Der Stickstoff ist also in den stickstoffreien Bestandtheilen der Pflanzen durch die Einwirkung der electrischen Span-

nungen fixirt worden. Schimmelbildungen, die dabei entstehen, können nach Boussingault diese Fixirung nicht hervorrufen. Die Beziehung dieser Versuche zur Fixirung des Stickstoffs in den Leguminosen, welche mehr Stickstoff als der Samen und der Boden, auf dem sie gewachsen sind, zusammen enthalten, ist augenscheinlich.

G. W.

XXIX. *J. M. Gaugain. Einfluss der Wärme auf die Magnetisirung* (C. R. LXXXV. p. 219—222).

Nach Favé soll der permanente Magnetismus eines bei 350⁰ permanent magnetisirten Stahlstabes nach dem Erkalten bei wiederholtem Erwärmen bis auf das dreifache des nach dem Erkalten zurückbleibenden Magnetismus zunehmen, während der Referent gefunden hatte, dass bei gleicher Behandlung ein bei 100⁰ magnetisirter Stahlstab beim zweiten Erwärmen ferner an Magnetismus verliert. Nach Gaugain liegt der Unterschied nur in den Magnetisirungstemperaturen. Derselbe hat indess auch Abweichungen hiervon gefunden. Zur Kirschrothgluth in einem Röhrenofen erhitzte Stäbe von Sheffieldstahl wurden nach der Abkühlung bis zur Dunkelheit mittelst der Elias'schen Methode magnetisirt. Bei weiterem Abkühlen verloren sie nicht nur einen Theil des Magnetismus, sondern derselbe kehrte sich sogar um. Bei neuem Erwärmen verschwand der umgekehrte Magnetismus und der frühere trat wieder auf; beim Abkühlen zeigte sich wieder der umgekehrte Magnetismus u. s. f. Die Aenderungen des Magnetismus wurden stets durch die Methode der „courants de désaimantation" beobachtet. Bei Stäben von Allevardstahl zeigte sich nur das Phänomen von Favé.

Nach Gaugain würde sich diese Erscheinung durch folgende Hypothese erklären lassen. In einem bei hoher Temperatur magnetisirten und auf die gewöhnliche Temperatur abgekühlten Stab sollen die inneren Schichten normal, entsprechend der Magnetisirung bei der gewöhnlicher Temperatur, die Oberflächenschichten entgegengesetzt magnetisirt sein. Beim Erwärmen vermindern sich

stets beide Magnetisirungen. So wird, wenn die umgekehrte Magnetisirung der Oberflächenschichten bei gewöhnlicher Temperatur überwiegt, beim Erwärmen zuerst die Temperaturerhöhung den Magnetismus dieser Schichten vermindern und daher der normale Magnetismus der inneren Schichten mehr hervortreten, während bei noch längerer Erwärmung auch die inneren Schichten heiss werden, auch ihr Magnetismus sich vermindert, und so nach Erreichung eines Maximums eine Abnahme des normalen Magnetismus eintritt.

Ueberwiegt die normale Magnetisirung der inneren Schichten vorher bei gewöhnlicher Temperatur, so erscheint der Stab stets normal magnetisirt; dann kann beim Erwärmen durch die Abnahme der inversen Magnetisirung der äusseren Schichten im Ganzen an normalem Magnetismus der Stab zuerst stärker magnetisch erscheinen.[1])

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 19.

B. Brauner. *Versuche über Fluorescenz, p. 178—180.*

T. v. Weinzierl. *Beiträge zur Lehre von der Festigkeit u. Elasticität vegetabilischer Gewebe und Organe, p. 180.*

G. Ciamician. *Ueber die Spectren der chemischen Elemente und Verbindungen, p. 181—182.*

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1877. Mai.

Strehlke. *Messung der Töne kreisförmiger Klangscheiben, p. 259—261.*

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie. 1877. Bd. LXXV.

L. Boltzmann. *Bemerkungen über einige Probleme der mechanischen Wärmetheorie, p. 1—39. (11. Jan.)*

---

[1]) Die Versuche des Ref. bezogen sich nicht auf Stäbe von ungleicher Temperatur an verschiedenen Stellen, wobei die ungleich heissen Schichten verschieden stark magnetisirt werden und auch auf einander in complicirter Weise magnetisirend einwirken können, sondern auf Stäbe von durchweg constanter Temperatur. G. W.

A. v. Waltenhofen. *Ueb. d. Peltier'schen Versuch, p. 1—15. (1. Febr.)*
F. Lippich. *Zur Theorie der Electrodynamik. I., p. 1—22. (6. Febr.)*
F. Exner. *Ueber die Diffusion der Dämpfe durch Flüssigkeitslamellen, p. 1—24. (8. Febr.)*
Baumgartner. *Versuche über Verdampfung, p. 1—7. (8. Febr.)*
— *Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Verdampfungsgeschwindigkeit von Flüssigkeiten, p. 1—10. (12. April.)*
J. Loschmidt. *Ueber den Zustand des Wärmegleichgewichtes eines Systemes von Körpern mit Rücksicht auf die Schwerkraft III, p. 1—12. (Februar-Heft.)*
J. Puluj. *Ueber die Diffusion der Dämpfe durch Thonzellen, p. 1—18. (8. März.)*
F. Exner. *Weitere Versuche über die galvanische Ausdehnung, p. 1—26. (8. März.)*
A. Rollett. *Ueber die Bedeutung von Newton's Construction der Farbenordnung dünner Blättchen für die Spectraluntersuchung der Interferenzfarben, p. 1—12. (15. März.)*
L. Liebermann. *Ueber die Einwirkung der Thierkohle auf Salze, p. 1—14 (Märzheft).*
J. G. Wallentin. *Weitere Bemerkungen zur Theorie d. Wirkung von Cylinderspiralen mit variabler Windungszahl, p. 1—12. (12. April.)*
E. Brücke. *Beiträge zur chemischen Statik, p. 1—16. (12. April.)*
C. Domalip. *Ueber eine Methode die Widerstände schlechter Electricitätsleiter zu bestimmen, p. 1—17. (12. April.)*
V. v. Lang. *Theorie der Circularpolarisation, p. 1—19. (26. April.)*

Kolbe. Journal für praktische Chemie. 1877. Bd. XV. Heft 1.

J. Thomsen. *Thermochemische Untersuchungen. XXIV. Ueber Platin und Palladium (Bd. XV.), p. 435—473.*
— *Thermochemische Untersuchungen. XXV. Ueber Magnesium, Calcium, Strontium, Barium (Bd. XVI.), p. 97—124.*

Dingler Journal. 1877. T. CCXXV. Heft 2.

F. Primke. *Analyse eines isolirenden Glases, p. 174—175.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXV. Nr. 6—11.

Giraud Teulon. *Réfraction sphérique, exposition des lois et formules de Gauss en partant du principe de l'équivalence des forces physiques, p. 336—339.*
Th. du Moncel. *Sur les meilleures conditions d'emploi des galvanomètres, p. 377—382.*
L. Troost. *Sur la vapeur de l'hydrate de chloral, p. 400—402.*
P. Boileau. *Propriétés communes aux tuyaux de conduite, aux canaux et aux rivières à régime uniforme (suite), p. 429—432.*
Gouy. *Sur les caractères des flammes chargées de poussière saline, p. 439—442.*
G. Govi. *De la chaleur que peut dégager le mouvement des météorites à travers l'atmosphère, p. 451—454.*
E. Gosselin. *Densimètre donnant le poids spécifique des corps solides par une simple lecture, p. 457.*
Th. du Moncel. *Sur le rapport qui doit exister entre le diamètre des noyaux de fer des électro-aimants et l'épaisseur de leur hélice magnétisante, p. 466—471.*
J. Raynaud. *Observations relatives à une Note récente de M. du Moncel, sur les meilleures conditions d'emploi des galvanomètres, p. 480—481.*

Th. du Moncel. *Remarques relatives à la Communication précédente de M. J. Raynaud, p. 481—482.*
— *Considérations sur l'interprétation qu'on doit donner aux conditions de maxima relatives aux calculs des forces électro-magnétiques, p. 497—500.*
J. Violle. *Chaleur spécifique et chaleur de fusion du platine, p. 543—546.*
V. Neyreneuf. *Note sur le pouvoir inducteur spécifique, p. 547—548.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1877. T. XII. September.

Henri Becquerel. *Recherches expérimentales sur la polarisation rotatoire magnétique, p. 5—87.*
H. Rowland. *Sur l'action électromagnétique de la convection électrique, p. 119—125.*

Journal de physique. 1877. T. VI. August.

A. Angot. *Recherches sur la photographie, p. 233—239.*
W. Thomson. *Rapport sur les machines magnétoelectriques Gramme présentées à l'Exposition de Philadelphia, p. 240—242.*
P. Tannery. *Note sur les forces attractives et répulsives et les actions de milieu, p. 242—248.*

Les Mondes. T. XLIII. Nr. 17.

Lumière électrique, p. 779.

Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique. (2) 1877. T. XLIII. Nr. 6.

Rapports sur un travail de M. Boset concernant les foyers des coniques, p. 715—720.

Philosophical Magazine (5) 1877. V. IV. Nr. 24.

W. M. Hicks. *On some Effects of Dissociation on the Physical Properties of Gases, p. 174—184.*
C. J. Woodward. *On an Apparatus to illustrate the Interference of two Plane Waves, p. 184—187.*
S. Tolver Preston. *On some Dynamical Conditions applicable to Le Sage's Theory of Gravitation, p. 206—213.*
S. Earnshaw. *The Finite Integrals of certain Partial Differential Equations which present themselves in Physical Investigations, p. 213—215.*
R. H. M. Bosanquet. *Notes on the Theory of Sound, p. 216—222.*
G. Johnstone Stoney. *On the Nature of what is commonly termed a „Vacuum", p. 222—223.*

Silliman Journal (3) XIV. August.

C. Lea. *Action of certain organic Substances in increasing the Sensitiveness of Silver Haloids, p. 96—99.*

Nature. V. XV. 9—23. Aug.

W. Crookes. *Rainbow reflected from Water, p. 329.*
A. W. Rücker. *On black Soap Films, p. 331—333.*
Osborne Reynolds. *On the Rate of Progression of Groups of Waves and the Rate at which Energy is transmitted by Waves, p. 343—344.*

Chemical News. 1877. V. XXXVI. Nr. 924—926.

Crookes. *On Repulsion Resulting from Radiation, Part. III. p. 55—57. 83—85.*

1877. BEIBLÄTTER № 10.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***W. M. Hicks.*** *Ueber einige Wirkungen der Dissociation auf die physikalischen Eigenschaften der Gase* (Phil. Mag. (5) III. p. 401—418).

II. — *Ueber die specifische Wärme der Gase* (Phil. Mag. (5) IV. p. 80).

Der Verfasser untersucht den Einfluss, den das Zerfallen einzelner Molecüle eines Gases in Atome auf die Eigenschaften desselben hat. Er nimmt dabei an, dass ein Zerfallen der Molecüle dadurch bewirkt wird, dass zwei Molecüle eines Gases auf einander einen Stoss, der stärker ist als ein gewisser, c, ausüben, und, dass andererseits, wenn zwei Atome mit einem Stoss schwächer als c aufeinandertreffen und sich bis auf eine Entfernung s einander nähern, sie sich zu einem Molecül vereinen. Diese Annahme ist nur als eine angenäherte zu betrachten, da, wenn etwa in ihren Oscillationsbewegungen um ihren gemeinschaftlichen Schwerpunkt die Atome im Molecül in einem Fall weiter von einander entfernt sind als in einem anderen, in ersterem auch schon geringere Stösse zur Trennung genügen müssen als in letzterem, so dass also c einen mittleren Stoss repräsentirt. Die Atome sind glatt, kugelförmig und vollkommen elastisch gedacht. Zunächst bestimmt der Verfasser die Anzahl der Stösse, die stärker als c sind.

Es seien Molecüle zweierlei Art in einem Gasgemische enthalten, deren Zahl in der Volumeneinheit resp. N und N', deren Masse m_1 und m_2 ist und bei denen α und β jeweilig die dem mittleren Geschwindigkeitsquadrat entsprechenden Geschwindigkeiten sind; s sei der Abstand

ihrer Mittelpunkte, bei dem sie auf einander wirken. Ist dann v die Geschwindigkeit eines Molecüles erster Art, so wird die Zahl seiner Zusammenstösse mit solchen zweiter Art, deren Geschwindigkeit zwischen u und $u + du$ liegt, wenn wir der Kürze wegen die relative Geschwindigkeit beider mit r und den Winkel, den ihre Bewegungsrichtungen mit einander bilden, mit γ bezeichnen und dann die constanten Glieder in $\overline{N}$ zusammenfassen:

$$\pi s^2 r \frac{4 N'}{\sqrt{\pi}\beta^3} u^2 e^{-\frac{u^2}{\beta^2}} \tfrac{1}{2} \sin \gamma \, du \, d\gamma = \overline{N} r \sin \gamma \, d\gamma.$$

Um den Bruchtheil dieser Molecüle zu finden, die einen Stoss $> c$ ausüben, betrachten wir ein Molecül, m_2, das auf eines, m_1 in einem Winkelabstand φ von dem Punkte trifft, der bei centralem Stoss getroffen würde. Die Stärke des Stosses ist dann $\frac{2 m_1 m_2}{m_1 + m_2} r \cos \varphi$, welcher Ausdruck $> c$ sein soll. Ist demnach φ_1 bestimmt durch: $2 m_1 m_2 r \cos \varphi_1 = c(m_1 + m_2)$, so liegen alle die betreffenden Molecüle innerhalb eines Kreises, dessen Radius $s \sin \varphi_1$ ist. Unser gesuchter Bruchtheil ist daher:

$$\frac{\pi s^2 \sin^2 \varphi_1}{\pi s^2} = \sin^2 \varphi_1 = 1 - \left(\frac{(m_1 + m_2)}{2 m_1 m_2 r} c\right)^2 = 1 - \left(\frac{k}{r}\right)^2,$$

wenn k zur Abkürzung eingeführt wird. Die Gesammtzahl der betreffenden Molecüle wird also:

$$\overline{N} r \left\{1 - \left(\frac{c'^2}{r}\right)^2\right\} \sin \gamma \, d\gamma.$$

Wenn wir mit $\frac{\vartheta}{2}$ die mittlere gemeinschaftliche Energie beider Systeme bezeichnen, so dass:

$$m_1 \alpha_1{}^2 = m_2 \beta_2{}^2 = \vartheta; \qquad \alpha^2 + \beta^2 = \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \vartheta; \qquad c' = \frac{m_1 + m_2}{2 m_1 m_2} c,$$

so wird die Gesammtzahl der Stösse $> c$, die in der Volumeneinheit die Molecüle erster Art von denen zweiter in der Zeiteinheit erfahren, nach Betrachtungen, ganz ähnlich denen, wie sie Maxwell angestellt hat:

$$Z = 2 \sqrt{\pi} N N' s^2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}} \sqrt{\vartheta} \, e^{-\frac{m_1 + m_2}{4 m_1 m_2} \frac{c^2}{\vartheta}}.$$

Wird $c=0$, so erhalten wir die Gesammtzahl der Stösse:

$$Z_1 = 2\sqrt{\pi}\, N N' s^2 \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1\, m_2}}\, \sqrt{\vartheta}.$$

$Z_1 - Z$ ist die Zahl der Stösse $< c$. Für die Zahl der Stösse zwischen c und $c + dc$ ergibt sich aus obigem Ausdruck unmittelbar, wenn λ und μ Constante sind: $2\lambda\mu c e^{-\mu c^2} dc$, woraus sich dann leicht die mittlere Stärke c' eines Stosses durch Integration von 0 bis unendlich und durch Division mit der Gesammtzahl der Stösse finden lässt. Es wird:

$$c'^2 = \pi \frac{m_1\, m_2}{m_1 + m_2}\, \vartheta \text{ und}$$

$$Z = 2 N N' s^2 \frac{m_1 + m_2}{m_1\, m_2}\, c' e^{-\frac{c^2}{c'^2}}.$$

c' ist proportional der Quadratwurzel aus der Temperatur.

Betrachten wir jetzt ein einfaches Gas. Es seien x und $2y$ resp. die Zahl der Molecüle und der freien Atome in der Volumeneinheit, sodass $N = 2(x + y)$ die Gesammtzahl der Atome von der Masse m ist; s, s_1, s_2 seien die mittleren Abstände zweier Molecüle, eines Molecüls und eines Atomes und zweier Atome, bei denen noch eine Wirkung eintritt. Die Zahl der Stösse zwischen Molecülen $> c$, die der halben Anzahl der zerstörten Molecüle entspricht, die Zahl der Stösse zwischen Molecülen und Atomen $> c$, d. h. die Zahl der zerstörten Molecüle und die Zahl der Stösse zweier Atome $< c$, d. h. die Zahl der gebildeten Molecüle sind resp.:

$$2x^2 \sqrt{\pi}\, s^2 \sqrt{\frac{\vartheta}{m}}\, e^{-\frac{c^2}{4 m \vartheta_0}}; \qquad 4xy\sqrt{\pi}\, {s_1}^2 \sqrt{\frac{3\vartheta}{2m}}\, e^{-\frac{3c^2}{8m\vartheta}};$$

$$8y^2 \sqrt{\pi^2}\, {s_2}^2 \sqrt{\frac{2\vartheta}{m}} \left(1 - e^{-\frac{c^2}{2m\vartheta}}\right),$$

so dass der Gewinn an Molecülen in der Zeiteinheit wird:

$$\frac{dx}{dt} = \left\{ 2y^2 {s_2}^2 \sqrt{2} \left(1 - e^{-\frac{c^2}{2m\vartheta}}\right) - xy{s_1}^2 \sqrt{\frac{3}{2}}\, e^{-\frac{3c^2}{8m\vartheta}} - x^2 s^2 e^{-\frac{c^2}{4m\vartheta}} \right\} 4\sqrt{\frac{\pi\vartheta}{m}}.$$

34*

Bei constanter Temperatur muss $\frac{dx}{dt} = 0$ sein; es ergibt diese Bedingung, wenn wir zugleich $2(x+y) = N$ beachten und $\frac{x}{y} = \xi$, $\frac{c^2}{4m} = \vartheta_o$ setzen:

$$\xi^2 + \xi \sqrt{\frac{3}{2}} \left(\frac{s_1}{s}\right)^2 e^{-\frac{\vartheta_0}{2\vartheta}} - 2\sqrt{2}\left(\frac{s_2}{s}\right)^2 \left(e^{\frac{\vartheta_0}{\vartheta}} - e^{-\frac{\vartheta_0}{\vartheta}}\right) = \xi^2 + 2a\xi - b = 0,$$

so dass $\xi = \pm\sqrt{a^2 + b} - a$. ($a$ und b sind zur Abkürzung eingeführt.

Es hat nur die positive Wurzel einen Sinn. Dass in der That die durch ξ bestimmte Vertheilung eine stabile ist, lässt sich unmittelbar daraus ersehen, dass $\frac{d}{dx}\left(\frac{dx}{dt}\right)$ negativ ist, dass also mit zunehmender Zahl der Molecüle wiederum welche zersetzt werden.

ξ gibt das doppelte Verhältniss der unzersetzten Molecüle zu den freien Atomen bei irgend einer Temperatur ϑ an, $\frac{\xi}{2+\xi} = \eta$ bestimmt das Verhältniss derselben zur Gesammtzahl der sich bewegenden Theilchen, die selbst $2y + x = \frac{1}{2}\frac{2+\xi}{1+\xi} N$ beträgt. Mit steigender Temperatur nimmt ξ zunächst langsam, dann schnell und dann wieder langsam zu, um sich asymptotisch einem Maximum zu nähern.

Betrachten wir jetzt den Druck eines Gases, so wird derselbe, da wir ein Gemenge zweier Gase vor uns haben, wenn α und β dieselbe Bedeutung wie früher besitzen:

$$p = \tfrac{2}{3} . 2 m x \alpha^2 + \tfrac{2}{3} m \, 2 y \beta^2.$$

Setzen wir $2 m v_1{}^2 = m v_2{}^2 = \lambda \vartheta$, wo ϑ die absolute Temperatur bezeichnet, so wird:

$$p = \tfrac{1}{3}(x + 2y)\lambda\vartheta = \frac{N}{3}\left(1 + \frac{1}{1+\xi}\right)\lambda\vartheta = \varkappa(1+\zeta)\varrho\vartheta,$$

wenn $\varkappa$ eine Constante und ϱ die Dichte ist. Würde keine Dissociation entstehen, so wäre der Druck $P = \varkappa\varrho\vartheta$, sodass:

$$p = (1+\zeta)P.$$

Der Verfasser macht dann darauf aufmerksam, dass

nach seiner Formel gleichen Druckänderungen nicht gleiche Aenderungen von ϑ, sondern von $(1+\zeta)\,\vartheta$ entsprechen. Je nachdem wir nun annehmen, dass die obige Constante ϑ_0 oder $\frac{c^2}{m}$ klein oder gross ist, so wird bei gewöhnlichen Temperaturen die Abweichung von dem Gay-Lussac'schen Gesetz klein oder gross sein, wie der Verfaszer auch an einigen numerischen Beispielen für $\vartheta_0 = -173^0$ Cels. und $\vartheta_0 = 4727^0$. Im ersteren Fall ist die Dissociation bei mittleren Temperaturen klein, im letzteren gross. Die Grösse $(1+\zeta)$ belegt der Verfasser mit dem Namen der Ausdehnbarkeit (expansibility).

Um die specifische Wärme c bei constantem Volumen zu bestimmen, haben wir die gesammte vorhandene Wärmemenge, Q nach ϑ zu differentiren. Q setzt sich aus der lebendigen Kraft der Molecüle, der Atome und der der Verbindung der Atome zum Molecül entsprechenden potentiellen Energie zusammen; es sei für ein Molecül die letztere J (wo J eine negative Grösse ist), und es sei λ_1 und λ_2 das Verhältniss der gesammten Energie zu der der fortschreitenden Bewegung bei den Molecülen und den freien Atomen, dann ist:

$$Q = \tfrac{1}{2} 2 m v_1{}^2 \lambda_1 x + \tfrac{1}{2} m v_2{}^2 2 \lambda_2 y + Jx = \tfrac{1}{2}(\lambda_1 x + 2\lambda_2 y)\,\lambda\vartheta + Jx.$$

Es wird, wenn wir beachten, dass $\frac{dx}{d\vartheta} + \frac{dy}{d\vartheta} = 0$ ist:

$$\frac{dQ}{d\vartheta} = c = \left\{(-\lambda_1 + 2\lambda_2)\,\vartheta\frac{dy}{d\vartheta} + \lambda_1 x + 2\lambda_2 y - \frac{J}{\lambda}\frac{dy}{d\vartheta}\right\}\lambda.$$

Die specifische Wärme bei constantem Druck wird:

$$c' = c + p\frac{dv}{d\vartheta} = c + \frac{\lambda N}{3}\left(1 + \zeta + \vartheta\frac{d\zeta}{d\vartheta}\right).$$

Ist V das vom Gas eingenommene Volumen und N' die Zahl der Atome darin, so wird:

$$\frac{c'}{c} = 1 + \tfrac{2}{3}\,\frac{\vartheta\frac{d\zeta}{d\vartheta} + 1 + \zeta}{(2\lambda_2 - \lambda_1)\,\vartheta\frac{d\zeta}{d\vartheta} + \lambda_1 + (2\lambda_2 - \lambda_1)\,\zeta - \frac{J}{\lambda}\frac{d\zeta}{d\vartheta}}.$$

Nehmen wir an, dass ein Molecül zweimal soviel Grade der Freiheit als ein freies Atom hat, so wird $2\lambda_2 = \lambda_1$ und es ergibt sich:

$$\frac{c'}{c} = 1 + \tfrac{2}{3}\,\frac{1 + \zeta + \vartheta \frac{d\zeta}{d\vartheta}}{\lambda_1 - \frac{J}{\lambda}\frac{d\zeta}{d\vartheta}}.$$

Sind die Atome glatt und kugelförmig, so ist die innere Energie eines Atoms unabhängig von Temperaturänderungen und es wird $\lambda_1 = 2$. Da der Stoss, der gerade das Molecül zertrümmerte, durch die Geschwindigkeit c gegeben war, so ist die dabei geleistete Arbeit $\frac{c^2}{2m} = 2\lambda\vartheta_o$, also $J < 2\lambda\vartheta_o$; setzen wir $J = 2\lambda\vartheta_o$, so wird:

$$\frac{c'}{c} = 1 + \tfrac{2}{3}\,\frac{1 + \zeta + \vartheta \frac{d\zeta}{d\vartheta}}{1 + \vartheta_o \frac{d\zeta}{d\vartheta}}.$$

Ist ϑ_o klein, etwa -173^0 C., so wird bei einer Temperatur von etwa 70^0 C. $1 + \zeta = 1{,}671$, $\frac{d\zeta}{d\vartheta} = 0.00048$, $\vartheta = 350$, so dass $\frac{c'}{c} = 1.585$.

Ist ϑ_o gross und etwa 4727^0 C., so wird für eine Temperatur von 70^0 $1 + \zeta = 1.0028$, $\frac{d\zeta}{d\vartheta} = 0.00004$, $c' : c = 1.338$. Es findet also keine Uebereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung statt.

Differentiiren wir c noch einmal nach ϑ, d. h. bestimmen wir die Aenderungen der specifischen Wärme mit der Temperatur, so wird:

$$\frac{dc}{d\vartheta} = -\lambda k N \vartheta_o \frac{d^2\zeta}{d\vartheta^2},$$

wo $k < 1$ ist. Da $\frac{d\zeta}{d\vartheta}$ selbst sehr klein und sich langsam ändert, so wird $\frac{d^2\zeta}{d\vartheta^2}$ erst recht klein sein und bei 100^0 etwa 0.00000048 betragen.

In der zweiten der oben angeführten Arbeiten berichtigt der Verfasser einen in der ersten begangenen

Fehler, dessen Correctur wir gleich beim Referat berücksichtigt haben.

E. W.

III. ***Arthur Schuster.*** *Ueber die Natur der Kraft, welche die Bewegung eines Wärme- und Lichtstrahlen ausgesetzten Körpers hervorbringt* (Philos. Trans. CLXVI. (2) p. 715—724. 1876).

Eine Geissler'sche „Lichtmühle", deren Flügel auf der einen Seite mit Russ geschwärzt waren, wurde bifilar in einem Glasrecipienten so aufgehängt, dass ihr unteres (röhrenförmiges) Ende in ein kleines Gefäss mit Oel tauchte. Der Recipient konnte evacuirt werden. Die Lage des Gefässes liess sich mittelst eines daran angebrachten Spiegels an einer Scala ablesen. Die Dauer einer vollständigen Oscillation betrug ca. 22 Secunden, das logarithmische Decrement 0.176.

Am schnellsten (200 mal in der Minute) drehte sich die Mühle, wenn man sie vollständig in den Lichtkegel eines durch eine Linse concentrirten Lichtstrahles einer Hydrooxygen-Lampe brachte.

Bei Beschattung durch einen Schirm wurde zunächst die Ruhelage bestimmt. Die plötzliche Entfernung desselben ergab ausser der normalen Rotation der Mühle eine Drehung des Gefässes im entgegengesetzten Sinne. Als die Geschwindigkeit der Mühle constant geworden war, kam das Gefäss allmählich fast vollkommen in seine ursprüngliche Ruhelage zurück. Setzte man jetzt plötzlich den Schirm wieder vor, so kam die Mühle allmählich zur Ruhe, während sich das Gefäss in der zu der vorher beobachteten entgegengesetzten Richtung, also im Sinne der Flügelrotation bewegte.

Die Kräfte, welche zwischen der Mühle und ihrer Hülle wirken, sollen als „innere Kräfte" bezeichnet werden.

X_1 (X_2) sei der Theil der inneren (äusseren) Kraft, welcher von der Geschwindigkeit der „Lichtmühle" unab-

hängig ist. Da die Mühle bei jeder Stärke der ganzen Kraft eine constante Geschwindigkeit (sie sei etwa U) annimmt, und diese mit der Intensität der Kraft wächst, so muss man die Existenz von Kräften annehmen, welche $X_1 + X_2$ entgegenwirken und mit der Geschwindigkeit u zunehmen. Sie werden wieder zum Theil innere $(-k_1 f(u))$, zum Theil äussere Kräfte $(-k_2 \varphi(u))$ sein. Die ganze auf die Lichtmühle wirkende Kraft ist deshalb gleich $X_1 + X_2 - k_1 f(u) - k_2 \varphi(u)$. U wird gegeben sein durch die Gleichung $X_1 + X_2 - k_1 f(U) - k_2 \varphi(U) = 0$. Die Kraft, welche an dem Gefäss wirkt, ist entgegengesetzt gleich dem innneren Theil der ganzen Kraft (wenn keine directe Wirkung des Lichtes auf das Gefäss stattfindet), also gleich $-X_1 + k_1 f(u)$. Für U ist dieser Ausdruck gleich Null, weil das Gefäss dann wieder zu der ursprünglichen Ruhelage zurückkehrt. Demnach ist auch $X_2 - k_2 \varphi(U) = 0$, d. h. es wirkt keine äussere Kraft auf die Lichtmühle.

Die Experimente bestätigen die Existenz der beiden inneren Kräfte X_1 und $-k_1 f(u)$. Die an dem Gefässe wirkende Reactionskraft ist demnach gleich $-X_1 + k_1 f(u)$. Daraus ergibt sich unmittelbar, dass, so lange noch $k_1 f(u)$ wächst, also kleiner als X_1 ist, sich das Gefäss in negativem Sinne dreht. Wenn das Licht plötzlich entfernt wird, so verschwindet X_1, und es wirkt blos noch die Kraft $k_1 f(u)$ am Gefässe, die das Gefäss in positivem Sinne dreht. Nimmt die Geschwindigkeit ab, so verringert sich auch diese Kraft, bis sie mit der Geschwindigkeit verschwindet. Da die Mühle die Maximalgeschwindigkeit in einer kürzeren Zeit erreicht, als zur Reduction der Geschwindigkeit auf Null bei Beschattung erforderlich ist, so ist die Kraft, welche auf die Dauer der ersten Elongation wirkt, kleiner bei Beschattung als bei Beleuchtung, und daher die Ablenkung im ersteren Fall kleiner als im letzteren.

Aus den Dimensionen seines Apparates und der grössten beobachteten Ablenkung (125 Scalentheile) berechnet dann Schuster das die Mühle drehende Kräftepaar zu 0.00048 (Einheiten sind Gramm und Centimeter).

Als die äussere Grenze für den grössten Druck, wel-

chen Schuster durch Kalklicht hervorbringen konnte, fand er in denselben Einheiten für die Flächeneinheit 0.000052. Der wirkliche Druck war jedenfalls kleiner.

Aus dem über die Constanz der Ruhelage Bemerkten und aus der durch die inneren Kräfte veranlassten Ablenkung lässt sich ersehen, dass eine äussere Kraft, welche 5% der inneren Kraft beträgt, der Beobachtung nicht hätte entgehen können. Es kann folglich keine äussere Kraft (directe Strahlung) existiren, welche auf der Flächeneinheit der Lichtmühle einen grösseren Druck ausübt als den von 0.0026 Mgrm.

Nach Maxwell's Lichttheorie sollte eine äussere Kraft existiren; doch würde diese kleiner sein als die Grössen, welche einen merklichen Einfluss auf die Experimente ausüben.

Anhang (zugefügt den 29. October 1876).

Um die Maxwell'schen Bewegungsgleichungen für das Radiometer abzuleiten, soll zur Vereinfachung der Rechnung angenommen werden: 1) dass eine constante Kraft während der Versuche wirkt; 2) dass der Widerstand proportional ist der Differenz der Geschwindigkeiten von Radiometer und Gefäss.

J und i seien die Trägheitsmomente des Glasgefässes und der Lichtmühle, y und x ihre Ablenkungswinkel; $\varkappa$ sei der Dämpfungscoefficient zwischen Mühle und Gefäss, K der zwischen der Hülle der Lichtmühle und dem äusseren Gefäss, in welchem diese Hülle aufgehängt ist. Dann sind, wenn Hy die von der bifilaren Aufhängung herrührende Restitutionskraft darstellt, die Bewegungsgleichungen:

(1) für die Mühle: $$i\frac{d^2x}{dt^2}+\varkappa\left(\frac{dx}{dt}-\frac{dy}{dt}\right)=L$$

(2) für die Hülle: $$J\frac{d^2y}{dt^2}+\varkappa\left(\frac{dy}{dt}-\frac{dx}{dt}\right)+K\frac{dy}{dt}+Hy=-L.$$

Da i im Vergleich mit J sehr klein und folglich die durch die Kraft L an der Mühle hervorgebrachte Geschwindigkeit gegen die am Gefäss hervorgerufene sehr

gross ist, so lässt sich in Gl. (1) $\frac{dy}{dt}$ gegen $\frac{dx}{dt}$ vernachlässigen. Man erhält dann als Integral:

$$(3) \qquad v = \frac{dx}{dt} = \frac{L}{k}\left(1 - e^{-\frac{k}{i}t}\right).$$

Es wächst also die Geschwindigkeit der Mühle allmählich bis zum Endwerthe $\frac{L}{k}$. Aus (3) und (2) erhält man:

$$(4) \qquad J\frac{d^2y}{dt^2} + (K + \varkappa)\frac{dy}{dt} + Hy = -Le^{-\frac{k}{i}t}.$$

Die Lösung dieser Gleichung ist:

$$(5) \qquad y = Ae^{-\lambda t}\sin(nt + \alpha) + Be^{-\frac{k}{i}t}$$

mit den Bedingungen:

$$(6) \quad J(\lambda^2 - n^2) - (K + \varkappa)\lambda + H = 0; \qquad (7) \quad 2J\lambda - (K + k) = 0;$$

$$(8) \qquad B\left(J\frac{k^2}{i^2} - (K + \varkappa)\frac{k}{i} + H\right) = -L.$$

Aus (6) und (7) lassen sich $K + k$ und J bestimmen, da λ und n durch Beobachtung gefunden und H durch die Constanten des Apparates gegeben ist (es war 0.00796). Um L aus (8) zu finden, müssen wir $\frac{k}{i}$ und B berechnen. Eliminiren wir A und B aus den Grenzbedingungen für $t = 0$ (wo $y = 0$ und $\frac{dy}{dt} = 0$ ist):

$$(9) \quad A\sin\alpha + B = 0; \qquad 10) \quad A(\lambda\sin\alpha - n\cos\alpha) + B\frac{k}{i} = 0,$$

so erhalten wir:

$$(11) \qquad \lambda\sin\alpha - n\cos\alpha - \frac{k}{i}\sin\alpha = 0.$$

Da das Gefäss nach wenigen Schwingungen um seine Ruhelage herum vibrirt, so ist seine Bewegung dann gegeben durch:

$$y = Ae^{-\lambda t}\sin(nt + \alpha).$$

Wenn die Zeit t für die Elongationen nur näherungsweise gegeben ist, so bestimmen die Elongationen A.

Für die erste Elongation haben wir, wenn die zugehörige Zeit t_1 ist:

$$(12) \qquad y_1 = A\left[e^{-\lambda t_1} \sin(nt_1 + \alpha) - \sin \alpha e^{-\frac{k}{i}t_1}\right].$$

Differentiiren wir (5), so erhalten wir für die erste Elongation, da die Geschwindigkeit Null ist:

$$(13) \quad 0 = e^{-\lambda t_1}\left\{n\cos(nt_1+\alpha) - \lambda \sin(nt_1+\alpha)\right\} + \sin\alpha \frac{k}{i} e^{-\frac{k}{i}t_1}.$$

Eliminiren wir aus (12) und (13) $e^{-\frac{k}{i}t_1}$ und setzen $\operatorname{tg}\beta = \frac{n}{\lambda}$ und $(\alpha - \beta) = \varphi$, so wird:

$$(14) \qquad \sin\varphi = \frac{-nA}{y_1\sqrt{n^2+\lambda^2}} \sin nt_1\, e^{-\lambda t_1}.$$

$$(15) \qquad \cos\varphi = \frac{nA}{y_1\sqrt{n^2+\lambda^2}}\left(\cos nt_1\, e^{-\lambda t_1} + e^{-\frac{k}{i}t_1}\right).$$

Aus (12) und (13) können wir α und t_1 bestimmen. Kennen wir α, so können wir $\frac{k}{i}$ aus (11) finden und folglich die Kraft L berechnen. Diese ergibt sich nach einigen Transformationen zu:

$$(16) \qquad L = B\left(\left(\frac{k}{i} - \lambda\right)^2 + n^2\right) = BH\frac{n^2}{(\lambda^2+n^2)}\frac{1}{\sin^2\alpha}.$$

Bei den Versuchen wurden 20 successive Elongationen beobachtet. Dabei schwang nach der dritten das Gefäss um seine Ruhelage herum. Alle Elongationen nach der dritten wurden deshalb dazu verwendet, die halbe Vibrationszeit und das logarithmische Decrement zu bestimmen. Es betrugen dieselben 11.03 Sec. und 0.02978.

Daher ist $\lambda = 0.006219$, $n = 0.28482$.

A ergab sich zu nahezu 99.5 Scalentheilen. Das Mittel zweier Versuche gab für die erste Elongation 124.3. Daher ist nach (14) und (15) $t_1 = 9.15$ und $-\alpha = 68^0\,33'$. Daraus erhalten wir $B = 92.6$ Scalentheile, die bei den angenommenen Dimensionen in Winkelmaass 0.02953 entsprachen. Da die Scale in der Ruhelage zu dem Spiegel

nicht parallel stand, so mussten die Werthe von B mit 0.9771 multiplicirt werden. Setzen wir diesen Werth von B in (16) ein, so erhalten wir $L = 0.0002714$.

Aus (10) erhalten wir $\frac{k}{i} = 0.11795$.

Damit sind alle Constanten der Gleichung bestimmt.

Zur Controle wurde die zweite Elongation berechnet und $= 172.3$ Scalentheile gefunden. Das Experiment gab 171.

Die Abweichung der berechneten und beobachteten Ruhelage um 1.3 Scalentheile dürfte sich aus zufälligen Störungen erklären. Das Moment einer etwaigen äusseren Kraft war deshalb kleiner als 0.000013.

Für den Druck auf 1 Quadratcentimeter während der Experimente ergab sich aus den Apparatdimensionen 0.000030 Grm., d. i. das Gewicht einer die Oberfläche bedeckenden Wasserschicht von der Dicke gleich der Wellenlänge ultravioletten Lichtes.

Der Druck ist ungefähr das doppelte von dem, welchen Crookes in einem seiner Experimente bestimmt hat (Lecture delivered at the Royal Institution, February 11; reprinted ‚Quarterly Journal of Science', April 1876). Mit Rücksicht auf die grössere Lichtintensität der Schuster'schen Versuche stimmen die Resultate ziemlich gut mit einander.

Die Lichtintensität bei den im Anhang erwähnten Experimenten war entschieden kleiner als die der früheren (durch eine weniger gute Methode erhaltenen) Versuche, so dass die Uebereinstimmung der beiden Resultate so gut ist, als man es nur erwarten kann. Gt.

IV. ***Bosanquet.*** *Bemerkungen zur Theorie des Schalles* (Phil. Mag. (5) III. p. 271—278. 343—349. 418—424. IV. p. 25—39. 125—136. 216—222).

Die allgemeinen Betrachtungen über die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles, welche verschiedene Experimentatoren etwas verschieden fanden, und die daran

vom Verf. angeknüpften Betrachtungen über die spec. Wärmen, insbesondere auch des Quecksilberdampfes, übergehen wir, da sie nach des Verf. eigener Angabe während des Druckes seiner Arbeit durch einen Aufsatz von Boltzmann (Auszug daraus: Pogg. Ann. CLX. p. 175) im wesentlichen überholt sind (vgl. auch die Bemerkungen von Berthelot). —

Energie von Luftschwingungen. Der Abfluss an Energie während einer Secunde längs einer Luftschicht, welche Pendelschwingungen durchlässt, ist, wie der Verf. früher abgeleitet hat:

$$(1) \qquad 2\varrho v^3 \left(\frac{\pi A}{\lambda}\right)^2 = 2 \cdot 1.4 \cdot \Pi \cdot v \left(\frac{\pi A}{\lambda}\right)^2,$$

worin ϱ die Dichtigkeit, Π den atmosphärischen Druck, v die Schallgeschwindigkeit, A die Maximalamplitude, λ die Wellenlänge, 1.4 das Verhältniss der specifischen Wärmen bedeutet.

Diese Formel leitet der Verf. nochmals auf folgende Weise ab: In einem unendlich langen Cylinder pendele ohne Reibung eine den Querschnitt genau ausfüllende Scheibe. Die Axe des Cylinders sei zur x-Axe gewählt, der Coordinatenanfang in die Ruhelage der Scheibe verlegt; y bezeichne die Verschiebung an irgend einem Punkt x; so ist für Punkte auf der einen Seite der Platte:

$$y_1 = A . \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x_1),$$

für Punkte auf der anderen:

$$y_2 = A . \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt + x_2).$$

Die Differenz der Druckkräfte auf beiden Seiten der Scheibe ist:

$$1.4 \cdot \Pi \cdot \left(\frac{\partial y_2}{\partial x_2} - \frac{\partial y_1}{\partial x_1}\right)_{x=0} = 2 \cdot 1.4 \cdot \Pi \cdot \frac{2\pi A}{\lambda} \cdot \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

Die Arbeit, welche von der Scheibe geleistet wird, wenn sie sich um das Stück dy bewegt, ist gleich dem Product dieses Druckes in dy, und da:

$$dy_{x=0} = \frac{2\pi A}{T} \cos 2\pi \frac{t}{T} \cdot dt,$$

so ist die während einer Viertelschwingung gethane Arbeit:

$$= 1.4 \cdot \Pi \cdot \frac{\pi^2 A^2}{\lambda}$$

und daher in $n = \frac{v}{\lambda}$ ganzen Schwingungen, d. h. in einer Secunde:

$$4 \cdot 1.4 \cdot \Pi \cdot v \frac{\pi^2 A^2}{\lambda^2},$$

so dass auf jeden der beiden Wellenzüge, welche von der Scheibe ausgehen, die Hälfte fällt; damit ist Gl. (1) bewiesen.

Nennt man die Maximalgeschwindigkeit der schwingenden Scheibe V, so lässt sich (1) umschreiben in:

(2) $$2\varrho v^3 \left(\frac{\pi A}{\lambda}\right)^2 = \tfrac{1}{2}\varrho v V^2 = \frac{1.4}{2} \cdot \frac{\Pi}{v} V^2 \text{ (wegen } v^2\varrho = 1.4\,\Pi).$$

ϱv ist die ganze während einer Secunde vom Schall durchlaufene Luftmasse. In Worten: Die in einer gewissen Zeit an die Luft abgegebene Energie ist ebenso gross, als wenn der ganzen während dieser Zeit vom Schall durchlaufenen Gasmasse die Maximalgeschwindigkeit des schwingenden Körpers mitgetheilt wäre.

Daraus folgt von selbst, dass leichtere Gase den Schall mit geringerer Intensität fortpflanzen und somit eine Abnahme der Tonstärke eintreten muss, wenn in einem Recipienten, welcher eine tönende Glocke enthält, die Luft ausgepumpt oder durch Wasserstoff ersetzt wird.

Reflexion des Schalles an Gasschichten verschiedener Dichtigkeit. In einem Cylinder sollen sich zwei Gasschichten von verschiedener Dichtigkeit berühren; die Schallgeschwindigkeit auf der einen Seite der Berührührungsfläche sei v, auf der anderen v'. Es bezeichne A, a, b resp. die einfallende, reflectirte und durchgehende Amplitude, dann ist $A + a = b$; ferner die Energie von A während einer beliebigen Zeit (1″) gleich derjenigen von a und b. Daher wegen (2):

$$2 \cdot 1.4 \cdot \Pi \pi^2 n^2 \frac{A^2}{v} = 2 \cdot 1.4 \cdot \Pi \pi^2 n^2 \left(\frac{a^2}{v} + \frac{b^2}{v'}\right).$$

So findet sich:

$$a = A \cdot \frac{v' - v}{v' + v}, \quad b = \frac{2 A v'}{v' + v}.$$

Da v und v' symmetrisch in a und b eingehen, so macht die Richtung, in welcher der Schall kommt, nichts aus.

Der Verfasser führt die Berechnung der Energieantheile durch, welche reflectirt und durchgelassen werden, wenn 2 Gasschichten durch die Schicht eines dritten getrennt sind, numerisch auch für Wasserstoff und Luft. Die Verhältnisse ändern sich wesentlich, wenn die Dicke der trennenden Gasschicht nicht mehr so gewählt ist, dass Interferenz ausgeschlossen bleibt. Dann wird die durchgelassene Energie geringer. Diese Betrachtungen erklären die Beobachtungen Tyndall's über akustische Undurchlässigkeit (Pogg. Ann. Jubelband, p. 668). Die im allgemeinen stärkere Schwächung der höheren Töne, glaubt der Verf., möge daher rühren, dass bei ihnen im allgemeinen die Dimensionen der Schichten eher mit der Wellenlänge vergleichbar sind und sich so häufiger die Bedingungen für das Zustandekommen von Interferenz erfüllt finden.

Combinirte Wellensysteme. Der Verf. leitet eine Reihe von Formeln ab für die resultirende Amplitude und Energie zweier Wellensysteme. Wir geben nur die beiden allgemeinsten Fälle.

a. Zwei Wellenzüge von derselben Wellenlänge treffen in der Luft zusammen; es ist die Energie der reflectirten und durchgelassenen Welle zu bestimmen.

Es seien A, B die Amplituden der einfallenden, a des reflectirten, b des durchgelassenen Wellensystems, γ die Phasendifferenz. Dann ist:

$$y_1 = A \cdot \sin \frac{2\pi}{\lambda}(vt - x); \qquad y_2 = B \sin \left\{\frac{2\pi}{\lambda}(vt - x) + \gamma\right\}.$$

$$y_1 + y_2 = C \sin \left\{\frac{2\pi}{\lambda}(vt - x) + D\right\}; \quad C^2 = A^2 + B^2 + 2AB \cos \gamma$$

Die Bedingungen an der Grenzfläche, in welcher sich die Wellen treffen, sind für die Amplituden:

$$C + a = b,$$

für die Energie:

$$A^2 + B^2 = a^2 + b^2.$$

Aus diesen Gleichungen folgt:

$$\frac{\text{Energie d. durchgelassenen W.}}{\text{Energie d. einfallenden W.}} = \frac{b^2}{A^2 + B^2} = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 - \frac{4A^2B^2\cos^2\gamma}{(A^2+B^2)^2}}\right),$$

$$\frac{\text{Energie der reflectirten W.}}{\text{Energie der einfallenden W.}} = \frac{a^2}{A^2 + B^2} = \frac{1}{2}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A^2B^2\cos^2\gamma}{(A^2+B^2)^2}}\right).$$

b. Zwei Wellenzüge von gleicher Wellenlänge gehen in derselben Richtung durch zwei Kanäle von gleicher Weite; sie vereinigen sich in eine einzige Röhre von derselben Weite wie jeder der beiden Kanäle; gesucht ist die Energie der reflectirten und durchgelassenen Bewegung.

Es ändern sich dadurch die Gleichungen um in:

$$C + 2a = b; \qquad A^2 + B^2 = 2a^2 + b^2.$$

Daraus folgt für das Verhältniss der Energien:

$$\frac{\text{Durchgelassene W.}}{\text{Einfallende W.}} = \frac{b^2}{A^2 + B^2} = \frac{1}{9}\left\{5 + \frac{-2AB\cos\gamma \pm 4C\sqrt{A^2+B^2-AB\cos\gamma}}{A^2+B^2}\right\}$$

$$\frac{\text{Einzelne reflect. W.}}{\text{Einfallende W.}} = \frac{a^2}{A^2 + B^2} = \frac{1}{9}\left\{2 - \frac{-AB\cos\gamma \pm 2C\sqrt{A^2+B^2-AB\cos\gamma}}{A^2+B^2}\right\}$$

Reflexion bei Aenderung des Querschnittes. Der Querschnitt verändere sich an einer Stelle von S_0 auf S_1, aber um eine so geringe Grösse, dass keine Phasenänderung eintritt. A, a, b haben die früher gegebene Bedeutung. Die Axe der Röhre sei die x-Axe, der Coordinatenanfang liege in der Ebene, in welcher der Querschnitt sich ändert. Dann gelten für die Bewegungen zweier Punktes x_0 und x_1:

$$y_0 = A \cdot \sin k(vt - x) + a \cdot \sin k(vt + x);$$

$$y_1 = b \cdot \sin k(vt - x_1).$$

Daraus folgt, wenn man die Differentialquotienten $\frac{\partial y_0}{\partial x}$ und $\frac{\partial y_1}{\partial x_1}$ für $x = 0$ einander gleichsetzt (Bedingung für Gleichheit des Druckes an der Fläche $x = 0$; vgl. Ableitung der Gl. (1)):

$$A - a = b.$$

Dazu kommt die Gleichung der Energie:

$$S_0 A^2 = S_1 b^2 + S_0 a^2,$$

woraus folgt:

$$b = 2A \frac{S_0}{S_1 + S_0}; \qquad a = A \frac{S_1 - S_0}{S_1 + S_0}.$$

Ein Theil der Energie wird also bei Querschnittsvergrösserung zurückgeworfen. Gesetzt, die Aenderung gehe continuirlich längs einer ganzen Strecke vor sich, so wird jeder grössere Querschnitt infolge dieses Umstandes eine geringere Energie enthalten als jeder vorhergehende. Der Verf. setzt daher die totale Energie auf einem Querschnitt S voraus in der Form:

$$E = E_0 + \frac{E_1}{S} + \frac{E_2}{S^2} + \cdots$$

Aendert sich also der Querschnitt S auf $S + dS$, so wird an dieser Stelle die Energiemenge:

$$dE = E_1 \frac{dS}{S^2} + 2 E_2 \frac{dS}{S^3} + \cdots$$

zurückgeworfen. Unter alleiniger Beibehaltung des ersten Gliedes liesse sich die Ausbreitung des Schalles untersuchen. Der Verf. behandelt dieses Problem noch in anderer Weise.

Gleichmässige Ausbreitung des Schalles in Kugelwellen. Die Differentialgleichung für das Geschwindigkeitspotential R ist:

$$\frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 R}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial R}{\partial r}$$

mit den Integralen:

$$R = C \frac{\sin k(vt \pm r)}{r}; \quad R = \frac{C}{r},$$

wo $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Es sei λ sehr gross im Verhältniss zu r, so bleiben von $\frac{\partial R}{\partial r}$ nur die Ausdrücke:

$$\frac{\partial R}{\partial r} = -\frac{C}{r^2} \cdot \sin k\,(v\,t \pm r) \text{ und } \frac{\partial R}{\partial r} = -\frac{C}{r^2}.$$

Die Dichtigkeit D ändert sich allgemein in:

$$D\left(1 - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial R}{\partial t}\right).$$

a. Für das Integral $R = \frac{C}{r}$, d. h. für einen constanten Abfluss der Luft wird die Dichtigkeitsänderung gleich Null; die Geschwindigkeiten V_0 und V der Luft in Kugelflächen von den Oberflächen S_0 und S sind:

$$V_0 = \frac{d r_0}{d t}, \quad V = \frac{d r}{d t},$$

wobei $V_0\,S_0 = V S$; im Element dt fliesst durch die Fläche S die Menge $S \cdot \frac{d r}{d t} = \text{Const.}$

Die in der Luft zwischen zwei Kugelflächen enthaltene Energie ist daher:

$$\frac{\varrho}{2}\int_{r_0}^{r} V^2\, S\, d r = \varrho\, \frac{V_0^2 S_0^2}{2}\int_{r_0}^{r} \frac{d r}{4\pi r} = \varrho\, \frac{V_0^2 S_0^2}{8\pi}\left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r}\right).$$

Mit wachsendem r nimmt das zweite Glied ab, so dass die Energie, welche in dem jenseits eines grossen r gelegenen Raume enthalten ist, gegen die im Raume r selbst enthaltene verschwindet.

Der Verf. zerlegt die Energie in zwei Theile; der eine soll einem convergirenden, der andere einem divergirenden Strome angehören, welche beide nach aussen gerichtete Verschiebungen der Lufttheilchen hervorrufen und welche den beiden Zügen einer stehenden Welle entsprechen sollen. Jedem derselben kommt dann an einer Stelle die Geschwindigkeit $\frac{V}{2}$ und die Verdichtung resp. $\frac{V}{2v}$ und $-\frac{V}{2v}$ zu.

Betrachtet man den Abfluss an Energie durch eine Fläche S während einer Secunde, d. h. während die Lufttheilchen sich um das Stück v fortbewegen, so ist derselbe:

$$\frac{\varrho v S}{2} \cdot V^2 = \frac{\varrho v}{2} \cdot \frac{V_0^2 S_0^2}{S} = \frac{K}{S}.$$

Die infolge der Querschnittsvergrösserung im divergenten Strom an einer Fläche S reflectirte Energie ist dann nach einer früheren Bemerkung:

$$dE = \frac{K}{2} \cdot \frac{dS}{S^2}$$

und daher ihre von irgend einer Fläche $S = S$ bis $S = \infty$ genommene Summe $= \frac{K}{2S}$, d. h. numerisch gerade so gross, wie die Energie der divergirenden Welle an derselben Stelle.

b. Ist die Bewegung eine periodische Function der Zeit, wie $V \cdot \sin kvt$, so lässt sich statt derselben auch schreiben $V \cdot \sin kvt \cdot \cos k(r-c)$, wenn man bedenkt, dass wegen der vorausgesetzten Kleinheit von $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und r, kr und kc kleine Grössen sind; c bestimmt einen willkürlichen Coordinatenanfang. Zerlegt man sie wieder in zwei Wellenzüge:

$$\frac{V}{2} \sin k(vt - r + c) \text{ und } \frac{V}{2} \sin k(vt + r - c),$$

so lässt sich dafür nach der in (a) gegebenen Bedingung auch schreiben:

$$\frac{V_0 S_0}{2S} \sin k(vt - r + c) \text{ und } \frac{V_0 S_0}{2S} \sin k(vt + r - c).$$

Es ist noch zu zeigen, dass jede dieser Componenten betrachtet werden kann als entstanden aus den Energieantheilen der anderen Wellen, welche an den verschiedenen Flächen S reflectirt worden sind. Man denke sich die verschiedenen Reflexionen ersetzt durch eine einzige im Abstand $c = \bar{r}$ vom Mittelpunkt. Verlegt man den Zeitanfang, so kann man schreiben:

divergente Welle $\frac{V_0 S_0}{2S} \sin k(vt - r)$,

convergente Welle $\frac{V_0 S_0}{2S} \sin k(vt + r - 2\bar{r})$.

Es soll untersucht werden, ob die letztere Welle aus der ersteren entstanden sein kann. Das im Abstand ϱ reflectirte Geschwindigkeitselement wäre:

$$d\left(\frac{V_0 S_0}{2S}\right) \sin k(vt + r - 2\varrho).$$

Die Summe dieser reflectirten Elemente, genommen zwischen r_0 und ∞, soll gerade so beschaffen sein, als wenn die Welle in einem Abstand $\bar{r}$ reflectirt worden wäre; dies kommt auf die Bedingung hinaus, dass:

$$\int_{r_0}^{\infty} \varrho \frac{dS}{S^2} = \bar{r} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dS}{S^2} = \frac{\bar{r}}{S_0}$$

ist. Da $S = 4\pi\varrho^2$, so ist das erste Integral $= \frac{1}{2\pi r_0}$; dies soll sein gleich $\frac{\bar{r}}{4\pi r_0^2}$, woraus folgt:

$$\bar{r} = 2r_0.$$

Die Phase der resultirenden reflectirten Welle ist also so beschaffen, als ob dieselbe nur eine einzige Reflexion erlitten hätte in einem Abstande jenseits S_0, welcher gleich dem Radius r_0 der Kugelfläche S_0 ist. — Dieses Resultat lässt sich zu einer angenäherten Angabe des Einflusses benutzen, welchen die Weite des offenen Endes einer Orgelpfeife auf die Schwingungszahl derselben hat. Ersetzt man die Fläche $R^2\pi$ der Oeffnung durch die Fläche einer Halbkugel $2r_0^2\pi$, welche ihr an Grösse gleich ist, und nimmt an, diese gleichen aber verschieden gestalteten Flächen hätten gleiche Wirkung, so ist $r_0 = \frac{R}{\sqrt{2}} = 0.707\,R$, welche Grösse zur Länge der Orgelpfeife zu addiren wäre, um die reducirte Länge zu bekommen; Helmholtz nimmt $\frac{\pi}{4} R = 0.785\,R$, Strutt $0.824\,R$.

Der Verfasser macht von diesen letzten Formeln Anwendung, um die Correction für die Länge offener Pfeifen zu bestimmen. Je nach den Annahmen, welche man über die Form macht, in der sich der Schall vom offenen Ende ausbreitet (also je nach der Wahl von S), findet man Werthe, welche mehr oder weniger mit der Erfahrung übereinstimmen. Bliess man einen Luftstrom unter schwachem Druck durch die Pfeife, so fand der Verfasser, dass derselbe sich am offenen Ende zu einem Kegel von 20 bis 30^0 ausbreitete. Es findet sich, dass eine sehr grosse Zahl verschiedener Formen von S möglich sind, welche zu Resultaten führen, die in nahezu gleicher Weise die Beobachtungen wiedergeben.

Sorgfältige experimentelle Bestimmungen führten zu dem Schlusse, dass die Correction für das offene Ende zu- und abnimmt mit dem Verhältniss des Durchmessers der Pfeife (R) zur Wellenlänge; 0.55 R ist ungefähr im Mittel die Correction für das offene Ende unter verschiedenen Umständen (vgl. Beibl. I. p. 500). Br.

V. ***Strehlke. Messungen der Töne kreisförmiger Klangscheiben*** (Berl. Monatsber. 1877. p. 259—261).

Bereits früher hatte der Verfasser sehr sorgfältige Messungen über die Knotenlinien kreisförmiger Klangscheiben angestellt. Mit Hülfe derselben hatte Kirchhoff zu entscheiden versucht, ob das Verhältniss der Quercontraction zur Längsdilatation, wie Poisson annimmt, $^1/_4$ oder, wie Wertheim glaubt, $^1/_3$ ist. Es tritt eben dieses Verhältniss in die Gleichungen der Knotenlinien ein; doch zeigt sich, dass beide Annahmen zu so nahe gleichen Werthen für die Radien der Knotenlinien führen, dass keine Entscheidung möglich ist. Besser gestalten sich die Verhältnisse bei der Messung der Tonhöhen. Es wurden diese an 6 verschiedenen Glasplatten mit Hülfe eines Monochords und einer Reihe sorgfältig abgestimmter Stimmgabeln angestellt. Die Resultate stimmten sehr gut

unter einander überein, und es ergaben sich, wenn man die Schwingungszahl des Grundtones der Platte gleich Eins setzt und mit d die Zahl der Knotendurchmesser, mit k die der Knotenkreise bezeichnet (beim Grundton ist $d=2$ $k=0$) Werthe, die für $d=0$, $k=1$ zwischen 1.607 und 1.613; für $d=3$, $k=0$ zwischen 2.308 und 2.313; für $d=1$, $k=1$ zwischen 3.698 und 3.700 lagen. Nach der Poisson'schen Hypothese sind dieselben Grössen 1.6131; 2.3124; 3.7032, nach der Wertheim'schen 1.7284; 2.3274; 3.9072, so dass also für Glas die Poisson'sche Annahme sehr nahe richtig ist, wie dies auch aus Biegungsversuchen an Glasstäben von Cornu (C. R. LXIX. p. 333) folgte.

E. W.

VI. ***H. Aron.*** *Ueber einen das elastische Gleichgewicht betreffenden Satz* (Crelle J. LXXXIII. p. 184).

Für das Gleichgewicht freier homogener isotroper elastischer Körper gelten je drei Gleichungen für das Innere und die Oberfläche, nämlich:

$$(1)\qquad X+\frac{\partial X_x}{\partial x}+\frac{\partial X_y}{\partial y}+\frac{\partial X_z}{\partial z}=0 \text{ etc.},$$

$$(2)\qquad X_u = X_x\cos(nx)+X_y\cos(ny)+X_z\cos(nz) \text{ etc.},$$

dabei ist nach Kirchhoff:

$$(3)\quad X_x=2k\frac{\partial u}{\partial x}+\vartheta\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)\text{etc.}\quad (4)\quad X_y=Z_y=k\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right)\text{etc.}$$

Setzt man $ku=U$, $kv=V$, $kw=W$, so werden $X_x\ldots$ Ausdrücke in U, V, W, die nur von ϑ, nicht von k abhängen. Setzt man diese in (1) und (2) ein, so erhalten wir Differentialgleichungen für U, V, W, die k nicht enthalten, daher sind U, V, W und $X_x\ldots$ unabhängig von k. Man hat also den Satz: In allen Aufgaben des elastischen Gleichgewichtes freier homogener isotroper elastischer Körper sind die Spannkräfte nur von der einen Constanten ϑ der Elasticität abhängig. k tritt erst für Verschiebungen auf, die $\frac{1}{k}$ proportional sind. Dasselbe gilt für einen an beliebigen Stellen befestigten oder aufliegenden Körper, da dann die

Bedingungsgleichungen, in *U*, *V*, *W* umgeformt, *k* nicht enthalten. E. W.

VII. ***S. Tolver Preston.*** *Ueber die Natur dessen, was man gewöhnlich mit dem Namen des Vacuums bezeichnet* (Phil. Mag. (5) IV. p. 110—114).

Der Verfasser geht von dem Resultate Maxwell's aus, dass in einem Cubikcentimeter Gas bei normaler Dichte 19 Millionen Billionen $= 19 \times 10^{18}$ Molecüle enthalten sind. Die mittlere Zahl derselben auf der Längeeinheit, dem Centimeter, ist also $\sqrt[3]{19 \times 10^{18}} = 2668400$, oder der mittlere Abstand derselben ist $\frac{1}{2668400}$ Ctm. Verdünnen wir das Gas auf ein Milliontel, so wird der mittlere Abstand der Molecüle $\sqrt[3]{1000000}$, d. h. 100 Mal grösser, und es werden noch 19 Billionen in dem Cc. enthalten sein, so dass also die Zahl derselben selbst bei dieser Verdünnung noch eine sehr beträchtliche ist, und der mittlere Abstand der Molecüle nicht unverhältnissmässig vergrössert wird. Ferner weisst der Verf. noch nach, dass die mittleren Weglängen selbst bei den grössten bei den Radiometern benutzten Verdünnungen nicht ein beträchtlicher Bruchtheil des Gefässes sind. Es ergab sich nämlich aus der Theorie, dass bei der Verdünnung, bei der ein Crookes'sches Radiometer am besten rotirte, die mittlere Weglänge nur etwa $^1/_{13}$ Zoll betrug. E. W.

VIII. ***G. Baumgartner.*** *Versuche über Verdampfung* (Wien. Ber. LXXV. (II) Febr.-Hft. Separatabz. p. 1—7).

IX. — *Ueber den Einfluss der Temperatur auf die Verdampfungsgeschwindigkeit* (Wien. Ber. LXXV. (II) Aprilheft. Separatabzug, p. 1—10).

Der Verfasser hat die von Stefan abgeleitete Formel für die Verdampfungsgeschwindigkeit, *v*:

$$v = \frac{k}{h} \log n \left(\frac{p}{p - p_1}\right)$$

geprüft, wo k den Diffusionscoefficienten, h den Abstand der Verdampfungsflüssigkeit vom Röhrenende (wo der Partialdruck des Dampfes Null sein muss), p den Luftdruck, p_1 die Tension des Dampfes bei der Beobachtungstemperatur bezeichnet; k ergibt sich aus der Gleichung:

$$\frac{1}{2}(h_1 + h_o)(h_1 - h_o) = k\frac{d}{s} \log n \frac{p}{p - p_1}(t_1 - t_o),$$

wenn h_o und h_1 die Werthe von h zu den Zeiten t_1 und t_0 bezeichnen und d und s die Dampfdichte und das specifische Gewicht des Dampfes, auf Luft bezogen, darstellen.

Die Messungen wurden folgendermaassen ausgeführt. Bei den ersten Versuchen diente ein kleines Gefässchen, 9 Mm. weit und 40 Mm. hoch, über das eine Flasche gestülpt war, in die zwei Glasröhren zur Zu- und Ableitung der Gase eingekittet waren. Das Ganze wurde in ein Wasserbad gesenkt, dessen Temperatur als die der verdampfenden Flüssigkeit betrachtet wurde. Bei der zweiten Versuchsreihe diente ein Gefäss von 6 Mm. Weite und 45 Mm. Höhe. Die Niveaudifferenzen wurden aus dem Gewichte der Flüssigkeit vor und nach dem Versuche ermittelt. Während der Versuche wurden etwa 130 Liter Gas in der Stunde durch den Apparat geleitet.

Das Verdampfen erfolgte in verschiedenen Gasen, um die Abhängigkeit von k von der Natur derselben kennen zu lernen. (Stefan fand v, wenn Schwefeläther in Wasserstoff verdampfte 3.7 mal grösser als wenn dies in Luft geschah).

Die aus der obigen Formel folgende Relation, dass $\log n \frac{p}{p-p_1}(t_1 - t_o) = \text{Const.}$ sein muss, bestätigte sich in recht befriedigender Weise, weit besser als die aus Dalton's Hypothesen folgende Gleichung $\frac{p}{p_1}(t_1 - t_o) = \text{Const.}$, besonders wenn man auf den Einfluss kleiner Temperaturänderungen in der Flüssigkeit infolge der Abkühlung durch Verdampfung Rücksicht nimmt.

Aus den Versuchen ergaben sich die in der folgenden Tabelle enthaltenen Diffusionscoefficienten, in der die

erste Columne die verdampfende Flüssigkeit enthält, die erste Horizontalreihe aber die Namen der Gase, in denen die Verdampfung statthat; der Diffussionscoefficient in Luft ist = 1 gesetzt.

	Kohlensäure	Wasserstoff	Leuchtgas
Aether	0.81	0.333 [1])	1.50
Schwefelkohlenstoff	0.81	3.35	1.60
Chloroform	0.64	3.65	1.69
Alkohol	—	3.58	1.80

Bei Messungen, die mit Schwefelkohlenstoff bei verschiedenen Temperaturen angestellt wurden, ergab sich für den Diffusionscoefficienten eine starke Steigerung mit der Temperatur, wenn auch nicht genau proportional der Quadratwurzel aus der absoluten Temperatur, wie es die Theorie verlangt (auch diese Abweichung dürfte sich aus der Abkühlung der Flüssigkeit beim Verdampfen erklären), dagegen bestätigte sich recht gut die Abhängigkeit des Diffusionscoefficienten von der Dichte:

$$\frac{k_1}{\sqrt{d_1 d_2}} = \frac{k_2}{\sqrt{d_1 d_3}},$$

wo d_1 die Dichte des CS_2, d_2 die der Luft, d_3 die der CO_2, während k_1 den Diffusionscoefficienten CO_2—CS_2, k_2 den CS_2—Luft bezeichnet; so erhielt man in einem Fall für die linke Seite der Gleichung 151, für die rechte 152.

E. W.

X. **Berthelot.** *Ueber die Bildungswärme des Ozons* (Ann. d. chim. et phys. (5) X. p. 162).

Die Bildung des Acetylens und der Verbindungen des Stickstoffs mit Sauerstoff aus den Elementen unter Einwirkung des electrischen Funkens geht unter Absorption von Wärme vor sich. Dasselbe ist nach Berthelot's

[1]) Soll wohl 3.33 heissen. (d. Ref.)

Untersuchungen bei der Bildung des Ozons aus gewöhnlichem Sauerstoff durch den electrischen Funken der Fall.

Um dies nachzuweisen, leitete er reinen trockenen Sauerstoff in regelmässigem Strome zuerst durch eine Röhre, worin derselbe der Einwirkung des electrischen Funkens ausgesetzt wird, hierauf in ein Calorimeter, welches 500 Cc. einer titrirten wässrigen Lösung von arseniger Säure (2.475 Grm. auf das Liter und 5 Cc. einer concentrirten Lösung von Chlorwasserstoffsäure) enthielt. Ein Theil des Ozons verband sich hierbei unter Wärmeentwickelung mit der arsenigen Säure zu Arsensäure, während die grössere Menge entwich, da die Absorption des Ozons durch die arsenige Säure nicht augenblicklich erfolgte.

Nach Verlauf von 20 bis 30 Minuten, nachdem 6 bis 9 Liter Sauerstoff das Calorimeter durchströmt hatten, und die Temperatur um ein Drittel Grad gestiegen war, wurde die Operation unterbrochen. Vor und nach dem Versuche wurde ausserdem ganz in derselben Weise und während eines gleichen Zeitraums ein Strom von reinem Sauerstoff durch das Calorimeter geleitet und dabei die Temperatur beobachtet. Hieraus ergaben sich dann alle Data, welche nöthig waren, um die Wärmemenge zu berechnen, die frei wird, wenn die arsenige Säure durch Ozon in Arsensäure umgewandelt wird. Zur Bestimmung der verbrauchten Sauerstoffmenge titrirte der Verf. die wässrige Lösung der arsenigen Säure mittelst übermangansauen Kalis, ehe Ozon hindurchgeleitet worden war und nachher. Die Differenz der Werthe beider Bestimmungen ergab die Menge der oxydirten Säure und folglich auch das Gewicht des absorbirten Sauerstoffes. Das specifische Gewicht des Ozons nahm er, den Angaben von Soret und Brodie folgend, dreimal so gross an, als das Gewicht des Sauerstoffs.

Nachstehend folgen die Zahlen, welche die Untersuchungen ergeben haben:

Gewicht d. absorbirten Sauerstoffes	Gewicht der entsprechenden Menge Ozon	Menge der entwickelten Wärme
30.3 Mgr.	90.9	118.2 Cal. [1])
51.9 „	155.7	223.7 „

Die bei der Absorption von 1 Molecül Sauerstoff (16 Grm.) resp. 1 Molecül Ozon (48 Grm.), freiwerdende Wärmemenge ist demnach 62.8 Cal. und 68.8. Letzteren Werth hält Berthelot für den genaueren, da er durch die sorgfältigsten Beobachtungen erhalten worden ist.

Die Wärmemenge, welche frei wird, wenn man wässerige arsenige Säure mit gewöhnlichem Sauerstoff oxydirt, ist auf indirectem Wege von Favre und von Thomsen bestimmt worden; sie ist:

nach Favre 39.10, nach Thomsen 39.18, im Mittel 39.14 Cal.

Zieht man diese Zahl von 68.8 ab, so findet man 29.6 Cal. als die Wärmemenge, welche bei der Umwandlung des Ozons in gewöhnlichen Sauerstoff frei wird oder 29.6 Cal. als Wärmetönung für die Umwandlung des Sauerstoffs in Ozon. Es wird demnach ein Ueberschuss von Wärme frei bei den Oxydationen mittelst Ozons, woraus sich erklärt, dass dasselbe eine grössere chemische Affinität zeigt als gewöhnlicher Sauerstoff. Ldg.

XI. ***Moigno.*** *Neue Methode der Projection der Spectren* (Mondes XLIII. p. 554—555).

Der Verfasser fand, dass die Funken, die eine Leydner Flasche, die $4^1/_2$ Liter fasste, gibt, wenn ihre beiden Belegungen mit den beiden Polen einer Ritchie'schen verticalen Inductionsspirale mit 10 Zoll Funkenlänge (der inducirende Strom war der von 3 Bunsen'schen Elementen) verbunden waren, hinlänglich hell sind, um bei der Projection nach ihrer Zerlegung durch ein Schwefelkohlenstoffprisma noch sichtbar zu sein. Der Entladungsfunken der Leydner

[1]) Als Gewichtseinheit ist hier das Kilogramm angenemmen.

Flasche, den man zwischen den verschiedenen Metallen überspringen lässt, vertritt zugleich die Stelle des Spaltes.

E. W.

XII. *J. Luvini. Vibrirender Spiegel zur Zusammensetzung der Spectralfarben* (Mondes XLIII. p. 427—429).

Der Verfasser lässt den durch ein Prisma in seine Theile zerlegten Sonnenstrahl auf einen Spiegel fallen, von dem aus sie auf einem weissen Schirm reflectirt werden und dort das Spectrum erzeugen. Dieser Spiegel ist am Ende einer dünnen Stahlplatte angebracht, die selbst wieder an ihrem anderen Ende befestigt ist und die man mit dem Spiegel in Schwingungen versetzten kann. Thut man das, so wird an Stelle des Spectrums ein weisser Streifen mit gefärbten Grenzen auftreten. Blendet man vor dem Spiegel durch zwischengesetzte Schirme einige Spectralfarben ab, so kann man die Entstehung der Complementärfarben zeigen.

E. W.

XIII. *Christie. Ueber die Vergrösserung eines Halbprismas und allgemeine Theorie des Halbprismenspectroskopes* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 8—40).

Herr Christie, der bekanntlich das „Halbprisma" mit Vortheil zur Construction von Spectroskopen verwandt hat (vgl. auch Beibl. I. p. 476), gibt in dem vorliegenden Aufsatze die Resultate der Berechnungen, die ihm bei Herstellung seiner neuen Prismencombinationen gedient haben.

Als einfaches „Halbprisma" wäre jedes Prisma eines Spectroskopes zu bezeichnen, insofern es nicht gerade in der Stellung der kleinsten Ablenkung benutzt wird; wie aber der Name hinlänglich andeutet, wird die Stellung des „Halbprisma" eigentlich und vorzugsweise die sein, in welcher das ein- oder austretende Lichtbündel genau oder doch annähernd senkrecht auf der einen Seitenfläche steht; zwei in dieser Position befindliche Halbprismen würde man somit erhalten, wenn man den brechenden Winkel eines

„gleichschenkligen“ Prismas (Prismen in der Lage der Minimalablenkung) durch eine halbirende Ebene zerschnitte. Die Hälfte auf Seite des Collimators ist dann ein „verkleinerndes“, die andere, auf deren Vorderfläche der Lichtstrahl senkrecht einfällt, ein „vergrösserndes“ Halbprisma.

Ein so gestelltes Halbprisma liefert natürlich ein anderes Spectrum als das gleichschenklige Prisma von doppeltem Winkel. Das Verhältniss der Winkel, welche zwei, etwa die von den beiden Rändern des Spaltes ausgehenden (parallelen) Strahlenbündel nach und vor dem Durchgange durch das Prisma mit einander bilden, ist seine „Vergrösserung“ (magnifying power); als „Dispersion“ gilt die Länge des Spectrums (als Winkelgrösse), während als „Reinheit“ der Quotient aus jener Winkelgrösse und der angularen Breite des vom Spalte entworfenen Bildes (eines Spectralstreifens) bezeichnet wird.

Der Verfasser entwickelt nun die Werthe der Vergrösserung, Dispersion und Reinheit allgemein so wie numerisch für praktisch verwendete Glassorten.

Zunächst behandelt er das einfache Halbprisma, für welches allgemein folgende Regeln gelten.

Die Reinheit eines vergrössernden Halbprismas ist gleich der Dispersion des congruenten verkleinernden. Sie ist proportional dem Producte $\frac{\delta n}{n}$ tang α, wenn n der Brechungsexponent, α der brechende Winkel ist.

Umgekehrt ist die Dispersion eines vergrössernden gleich der Reinheit des verkleinernden congruenten Halbprismas. Das Verhältniss von Dispersion und Reinheit ist die Vergrösserung. Für das gleichschenklige Prisma ist diese gleich 1, oder die Dispersion der Reinheit gleich.

Der Verfasser gibt Tabellen des Austrittswinkels, der Dispersion und Vergrösserung für die Reihe der Prismen eines sehr dichten Flintglases ($n_A = 1.700$, $n_H = 1.770$), so wie die Werthe des Lichtverlustes durch Reflexion nach den Fresnel'schen Formeln und vergleicht die gefundenen Werthe mit denen, die einem gleichschenkligen Prisma aus demselben Glase zukommen. Ein wesentliches Mo-

ment bei der Beurtheilung der Vorzüglichkeit irgend einer spectroskopischen Prismencombination bildet auch die Frage nach der ungleichen Dehnung der verschiedenen Theile des Spectrums.

Offenbar wird ein Spectrum vorzuziehen sein, für welches die Dispersionscoefficienten in den verschiedenen Theilen möglichst gleich sind. Der Verfasser charakterisirt also die Spectra der untersuchten Prismen, indem er unter der Bezeichnung „Irrationalität der Dispersion", die Dispersionswerthe für die extremen Spectralstellen *A* und *H* mittheilt. Wie man sofort sieht, hat diese „geometrische" Irrationalität der Dispersion mit der „physikalischen", welche durch die complicirte Form der Abhängigkeit des Brechungsexponenten von der Wellenlänge bedingt wird, nichts zu thun.

Der zweite Abschnitt der Christie'schen Arbeit behandelt das zusammengesetzte Prisma, Halbprisma aus Flintglas, an dessen schiefe Seitenfläche ein verkehrt gestelltes Crownglasprisma gekittet ist. Die allgemeinen Formeln setzen natürlich keinen besonderen Zusammenhang zwischen den brechenden Winkeln beider Prismen voraus; die numerischen Tabellen gelten für Crownglas ($n_A = 1.510$, $n_H = 1.530$) und sind den schon erwähnten ganz analog.

Das Hauptergebniss der Durchführung dieser Berechnungen ist die beträchtliche Ueberlegenheit eines ablenkungsfreien Halbprismas, in welchem also der brechende Winkel im Crownglase den im Flintglase übertrifft, über die bei grossen Spectroskopen mehrfach gebräuchlichen zusammengesetzten Prismen mit kleinerem Crownglaswinkel. Auch das gleichschenklige Prisma von gleicher Dispersion liefert ein schlechteres Spectrum. So gibt z. *B.* ein für (ultraviolette Strahlen) ablenkungsfreies Prisma mit den brechenden Winkeln 56° und 106.5° fast dieselbe Dispersion wie ein gleichschenkliges Prisma von 64° aber mit geringerem Lichtverluste und ohne die Irrationalität der Dispersion, welche bei so grosser Annäherung an den „kritischen Winkel" den Effect der stärkeren Dispersion fast illusorisch macht.

Wichtiger noch als der bisher besprochene Ersatz

des gleichschenkligen Prismas durch ein Halbprisma im gewöhnlichen Spectroskope, in welchem das Prisma und das Collimatorrohr relativ unbeweglich sind, sämmtliche Lichtgattungen also das erstere parallel seiner Basis durchlaufen, ist die Anwendung der Halbprismen bei feststehendem Collimator und Beobachtungsrohre, wobei eine Drehung des Prismas sämmtliche Theile des Spectrums durch die Mitte des Gesichtsfeldes führt.

Die zahlreichen numerischen Daten des Verfassers beweisen wieder, wie durch anscheinend geringfügige Aenderungen in den Winkelverhältnissen eines zusammengesetzten Prismas die Beschaffenheit des erzeugten Spectrums trums in Lichtstärke, Reinheit u. s. w. beeinflusst werden kann.

Weiter bespricht der Verf. die Prismencombinationen. Ausser den schon für die einzelnen Prismen maassgebenden Einflüssen musste hierbei namentlich die Absorption durch das Glas mit berücksichtigt werden, ein Umstand, auf den man bei den bisherigen Constructionen wohl zu wenig geachtet hat. Ein wesentlicher Punkt in gedachter Hinsicht ist die successive Abnahme der Dimensionen der aufeinanderfolgenden (vergrössernden) Halbprismen, da jede weitere Brechung den Querschnitt des Strahlenbündels verringert. — Auch hinsichtlich der Fehler, die durch kleine Ungenauigkeiten des Schliffes verursacht werden, theilt Christie einige Erfahrungen mit, selbstverständlich gelangt derselbe aber mit seinen numerischen Berechnungen eher dazu, die Grundsätze, nach denen Prismencombinationen zu construiren sind, an Beispielen zu erläutern, als zu allgemein auszusprechenden Regeln. — Die mitgetheilten allgemeinen Formeln geben: a) Breite der Spectrallinien, b) Dispersion, c) Reinheit, d) Quantum und e) Dicke des verwendeten Glases, f) Helligkeit (mit Vernachlässigung der Lichtverluste durch Reflexion) für folgende fünf Arrangements: 1) Satz vergrössernder Halbprismen, 2) Satz verkleinernder Halbprismen, 3) Reihe von Vollprismen, 4) Satz vergrössernder Halbprismen gefolgt von ebenso viel verkleinernden und 5) die umgekehrte Combination.

Als die wesentlichsten allgemeinen Ergebnisse seiner Untersuchungen stellt der Verfasser folgende auf:

1) Das ablenkungsfreie Prisma besitzt grosse Vorzüge vor anderen einfachen oder zusammengesetzten Formen, namentlich corrigirt es die Irrationalität der Dispersion im gewöhnlichen Spectroskope mit unbeweglichem Collimator und Prisma.

2) Diese Correction lässt sich mit jedem Halbprisma erzielen, wenn durch Drehung des Prismas das Spectrum durch das Feld des feststehenden Oculars geführt wird. Man kann dann den brechenden Winkel des Prismas nahe bis zu dem überhaupt noch zulässigen Maximalwerthe vergrössern.

3) Ein Satz von drei, höchstens vier vergrössernden ablenkungsfreien Halbprismen ist die beste Combination, um erhebliche Trennung der Linien im Sonnenspectrum zu erzielen. Für Sternspectren wird mit Vortheil ein einziges (höchstens zwei) Halbprisma verwandt. Für Beobachtungen des Sonnenspectrums ist ein sehr gut gearbeiteter Spalt erforderlich; es ist vortheilhaft, zwischen diesem und dem Collimatorobjective eine concave („Barlow'sche") Linse anzubringen.

4) Ein Satz verkleinernder Halbprismen à vision directe in Verbindung mit einer Reihe vergrössernder, welche letztere aber dem Oculare des Beobachtungsrohres eingefügt sind und wie ein cylindrisches Ocular wirken, ist der grossen erzielten Reinheit wegen vorzüglich geeignet für die Beobachtung von Protuberanzen und von Spectren, welche auf continuirlichem Grunde helle Streifen zeigen.

Die praktische Ausführung von Spectroskopen durch Herrn Hilger hat zu überraschend befriedigenden Resultaten geführt. Ein grösseres Spectroskop (à vision directe) enthält 3 Halbprismen. Ein höchst einfacher Mechanismus gestattet die erforderliche Drehung eines jeden Prismas, um den nämlichen Winkel auszuführen. Die Focallänge des Collimators wird durch die erwähnte Concavlinse vergrössert, die somit eine Verminderung der scheinbaren Breite der Linien für eine gegebene Oeffnung

des Spaltes bedingt. Freilich wird dadurch nur ein Theil des vom Spalte ausgehenden Lichtkegels verfügbar, so dass bei astronomischen Beobachtungen die Oeffnung grösserer Fernrohrobjective nicht ausgenutzt wird; immerhin hat die Möglichkeit, den Spalt weiter zu öffnen, den Vortheil. Unregelmässigkeiten der Spaltränder unschädlich zu machen, Als grosser Vorzug dieses Spectroskopes wird weiter hervorgehoben, dass diejenigen Strahlen, welche neben den nicht den ganzen Querschnitt des Rohres ausfüllenden Prismen vorbeigehen, ein weisses Bild des Spaltes in dem Gesichtsfelde des Oculars entwerfen; es wird somit dem fühlbaren Mangel eines Mikrometers mit heller Linie einfach abgeholfen. Ocular und Spalt können leicht vertauscht, die vergrössernden Prismen also in verkleinernde verwandelt werden. Christie hat festgestellt, dass dieses Spectroskop, dessen erstes Prisma einen Querschnitt von nur $^3/_4$ Zoll im Quadrat besitzt, mehr leistete als das grosse Spectroskop des Royal Observatory mit 10 grossen zusammengesetzten Prismen. Die Einfachheit der Construction, geringer Umfang und Handlichkeit des Instrumentes lassen nichts zu wünschen übrig.

Noch weiter sind die letzteren Vorzüge in einem Miniaturspectroskope entwickelt, das zwei Prismen aber kein Beobachtungsrohr enthält. Dasselbe trennt die Natronlinien bis auf $^2/_3{}^0$, ein Effect, den das erwähnte grosse Spectroskop mit 10 Prismen von 1.6 Zoll Querschnitt und Ocularvergrösserung nur unter beträchtlichem Lichtverluste erzielt. Der umgedrehte Prismensatz zeigt ohne Spalt den gelben Natronstreifen im Spectrum einer gewöhnlichen Kerzenflamme und Fraunhofer'sche Linien bei einfacher Betrachtung der Sonne. Unter Benutzung eines vergrössernden Prismensatzes als Ocular erhält man zwei getrennte Bilder einer Kerzenflamme für je eine der beiden Natronlinien, ein Resultat, welches für Protuberanzbeobachtungen eine ausserordentliche Vereinfachung der bisherigen Combinationen in Aussicht stellt. Zn.

XIV. ***Carey Lea.*** *Neue Methoden, das latente photographische Bild hervorzurufen* (Sillim. J. (3) XIV. p. 49—55).

Der Verfasser hat eine grosse Anzahl von Substanzen geeignet gefunden, in derselben Weise, wie Eisenvitriol, Gallus- und Pyrogallussäure ein unsichtbares Lichtbild zu entwickeln.

Die angewandten Silberhaloide, eine Mengung von Jod-, Brom- und Chlorsilber [1]), waren durch Auswaschen von jedem etwaigen Ueberschusse der Silberlösung befreit.

Ergebnisse, die mit den bisherigen Ansichten im Widerspruch stehen, waren:

1) Von alkalischen Entwicklern wirken die mit Kali hergestellten kräftiger als die ammoniakhaltigen.

2) Der allerkräftigste Entwickler enthält kein kaustisches Alkali, sondern Kaliumformiat.

3) Mehrere Eisenlösungen bedürfen nicht der Gegenwart löslichen Silbersalzes für Hervorrufung des Bildes.

Eine Aufzählung der einzelnen Substanzen (Zuckerarten, Glucoside, org. Säuren, Harzkörper, äther. Oele, Alkaloide u. a. m.) wäre hier ohne Interesse; es seien darum nur folgende Versuchsresultate angeführt.

Im alkalischen Pyrogallusentwickler können die Alkalihydrate durch Metaphosphate ersetzt werden.

Von Interesse als rein anorganischer Entwickler ist die ammoniakalische Lösung von Kupferoxydul. Ihre Wirkung wird durch manche organische Zusätze, z. B. Ameisensäure, Milchsäure, Guajakharz etc. erhöht.

Während der gewöhnlich gebrauchte Eisenvitriol bei reinen Haloiden nicht anwendbar ist, sind dies Eisensuccinat, -lactat und -salicylat nebst vielen anderen Eisensalzen, wie -citrat, -tartrat, die aber schwächer wirken. Alle aber übertrifft das in Oxalsäure gelöste oxalsaure Eisenoxydul, dessen Anwendung vielleicht für den Praktiker von Nutzen sein dürfte. Man erhält schon ein brauch-

---

[1]) Bad von 8 Bromkalium, 2 Jodkalium, $1\frac{1}{3}$ Chlorammonium in 480 Theilen der Lösung.

bares Bad, indem man Oxalsäure zu Eisenvitriollösung hinzusetzt, bis der entstandene Niederschlag eben gelöst wird. Zn.

XV. **Carey Lea.** *Ueber die Verstärkung der Lichtempfindlichkeit der Silberhaloide durch gewisse organische Substanzen* (Sillim. J. (3) XIV. p. 96—99).

Die Thatsache, dass Jodsilber, wie durch lösliches Silbersalz, so auch durch eine Reihe anderer Körper, z. B. Tannin, in wesentlich höherem Grade als im Zustande der Reinheit zur Reaction auf Lichtwirkungen befähigt wird, haben Poitevin und Vogel durch die Verwandtschaft jener Körper zu dem freiwerdenden Jod erklärt.

Herr Lea findet dagegen den gemeinsamen Charakter dieser Sensibilatoren in ihrer Verwandtschaft zum Sauerstoffe. Als Reductionsmittel würden die betreffenden Verbindungen die Tendenz des freien Jodes, mit dem Wasserstoffe des Wassers Jodwasserstoffsäure zu bilden, befördern.

Gegen die Poitevin'sche Theorie wirft Lea ein, mehrere starke Verwandtschaft zum Jod äussernde Körper (z. B. Stärkemehl, kohlensaures Kalium) seien keine Sensibilatoren. Ferner wurde das Auftreten freier Jodwasserstoffsäure bei Belichtung von Silberjodid in Pyrogallussäure nachgewiesen.

Als weiteres Moment für die Lea'sche Auffassung wird die grössere Wirksamkeit des alkalischen Pyrogallusentwicklers angeführt, welche nach der anderen Ansicht unerklärt bleibe, sich aber einfach als Folge der prädisponirenden Verwandtschaft des Alkali zur Jodwasserstoffsäure herausstelle. Zn.

XVI. **A. Angot.** *Untersuchungen über die Photographie* (J. d. Phys. VI. p. 233—242).

Seitdem man die Photographie in der messenden Astronomie benutzt hat, musste die unter dem Namen der photographischen Irradiation bekannte allmähliche Ver-

breiterung der Bilder heller Gegenstände auf Kosten der dunkeln Umgebung als wichtige Fehlerquelle betrachtet werden. Herr Angot hat durch eine genaue Untersuchung die Ursache derselben vollkommen festgestellt und damit auch die Möglichkeit gegeben, ihren Einflüssen Rechnung zu tragen.

Angot erzeugte photographische Bilder (Daguerre'sche Platten) eines Objectes, das aus zwei gleichen durch einen dunkeln Zwischenraum getrennten Rechtecken bestand. Genaue Messung der unter verschiedenen Umständen erzielten Abbildungen lieferte ihm im wesentlichen folgende Resultate.

Die Intensität des Lichtes steigert die Ausbreitung des photographischen Bildes. Dieselbe kann aber bei geringer Lichtstärke sogar hinter der geometrischen zurückbleiben.

Die Dauer der Bestrahlung wirkt im gleichen Sinne wie die Intensität; es findet aber keine Proportionalität zwischen beiden Grössen statt.

Mit der Empfindlichkeit der Platte wächst die Irradiation gleichfalls.

Durch Verkleinerung des Objetives bei gleichzeitiger entsprechender Vermehrung der Lichtstärke wurde nachgewiesen, dass das Bild mit dem Reciproken des Durchmessers zunimmt.

Auch eine vorhergegangene Bestrahlung der Platte übt auf die Grösse des Bildes einen Einfluss aus. Auf bereits belichteten Platten entsteht ein kleineres Bild als auf frischen.

Die Erklärung aller dieser Erscheinungen findet Angot in der Beugung der Lichtstrahlen an den Rändern des Objectives, unter Aufstellung der Hypothese, dass eine Platte von bestimmter Empfindlichkeit in einer bestimmten Zeit keinen Eindruck erleidet, sobald die Stärke der Bestrahlung nicht einen gewissen Grenzwerth übersteigt, der absolut gemessen, die Sensibilität der Platte numerisch definiren würde.

Es dürfte wohl zur Erklärung des verschiedenen Ein-

flusses längerer Dauer und stärkerer Bestrahlung noch die weitere Annahme nöthig sein, dass eine Bestrahlung, deren Intensität unter einem gewissen, von dem vorhin erwähnten verschiedenen, Grenzwerthe liegt, überhaupt nicht im Stande sei, in endlicher Zeit eine merkliche photographische Wirkung zu erzeugen. d. Ref. Zn.

XVII. ***F. Primke.*** ***Analyse eines isolirenden Glases*** (Dingler J. CCXXV. p. 174—175).

Das Glas der Glocke eines aus Glasgow bezogenen Thomson'schen Quadrantenelectrometers zeigte ein so hohes Isolationsvermögen, dass eine Analyse desselben von Interesse erschien. Es bestand dasselbe, wenn man von Verunreinigung absieht, aus:

SiO_2 58.77, K_2O 9.28, Na_2O 3.77, PbO 28.18.

Man würde ein solches Glas beim Zusammenschmelzen von Bergkrystall 10000, mit Alkohol gereinigtem Kalihydrat 1880, reinem Natronhydrat 830, reiner Mennige 4840 und arseniger Säure 18, erhalten. E. W.

XVIII. ***J. Hopkinson.*** ***Electrostatische Capacität des Glases*** (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 298—299).

Die Mitte einer Batterie von 72 Daniell'schen Elementen wurde mit der unteren Platte eines Schutzring-Condensators, dessen Platten in verschiedenen Abstand gebracht werden konnten, und der Hülle des Quadrantelectrometers verbunden; die obere Platte desselben Condensators wurde sodann mit dem einen, ein verstellbarer Condensator mit dem anderen Pol der Batterie verbunden. Der Abstand der Platten des ersten Condensators wurde so lange abgeändert, bis beide Condensatoren nach ihrer Isolirung und Verbindung unter einander und mit dem Electrometer keinen Ausschlag zeigten, also einander gleich wirkten. Die Versuche wurden zweimal ausgeführt, einmal unter Einschaltung der Glasplatten in den Schutzring-

Condensator, dann ohne dieselbe. Die in beiden Fällen gemessenen Abstände seiner Platten bestimmen die Dielectricitätsconstante *D* der Glasplatten, deren Brechungsindex für die Linie *D* gleich *n*, deren specifisches Gewicht *G* sei. Es ergab sich:

	G	*D*	*D/G*	*n*
Leichtes Flint	3,2	6,85	2,14	1,574
Doppeltextradichtes Flint	4,5	10,1	2,25	1,710
Dichtes Flintglas	3,66	7,4	2,02	1,662
Sehr leichtes Flintglas	2,87	6,57	2,29	1,541

Die von Maxwell berechnete Beziehung zwischen dem Brechungsindex für lange Wellen und der Dielectricitätsconstante bewährt sich hier nicht. G. W.

XIX. ***R. B. Clifton.*** ***Ueber die beim Contact verschiedener Substanzen erzeugte Potentialdifferenz*** (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 299—314).

Diese noch nicht abgeschlossenen Versuche wurden angestellt, indem aus den zu untersuchenden Substanzen ein Condensator mit horizontalen Platten hergestellt wurde, dessen obere Platte in bestimmtem Abstand von der unteren parallel befestigt und dann gehoben werden konnte. Die Flüssigkeiten befanden sich dabei in einem Glasgefäss, welches auf der unteren Platte stand, und waren mit letzterer durch einen Streifen von demselben Metall, wie das die untere Fläche der oberen Platte bildende, verbunden. Durch einen Schlüssel konnten die Condensatorplatten mit einander und dann mit den entsprechenden Quadranten eines Quadrantelectrometers verbunden werden, die ebenfalls event. durch den gleichen Schlüssel mit den Polen einer Batterie in Verbindung gesetzt werden konnten.

Bestanden die Condensatorplatten aus Kupfer, war die Flüssigkeit destillirtes Wasser, so erwies sich die obere Platte nach dem Entfernen von der Wasseroberfläche als positiv, wie auch Hankel gefunden. Bei Kupfervitriollösung ist die Ladung des Kupfers ebenfalls positiv, indess nur etwa 0.3 der früheren; bei verdünnter Schwe-

felsäure ($^1/_{20}$) ist sie fast Null; mit kaustischem Kali ist das Kupfer negativ, ebenso mit Cyankaliumlösung.

Gut gereinigtes Zink wird mit Wasser positiv, etwa ebenso stark wie Kupfer; mit verdünnter Schwefelsäure sehr schwach negativ.

Eisen wird mit Wasser negativ.

(Diese Resultate weichen von denen von Hankel Wied. Galv. I. § 22 zuweilen ab. G. W.)

Nach diesen Versuchen würde, wie schon Thomson (Jenkin, Electricity and Magnetism, p. 22, 44 u. f.) gefunden, ein Element Zink-Wasser-Kupfer an beiden Polen ein gleiches Potential zeigen. Letzteres hat auch Clifton beobachtet, indem er in ein Gefäss voll Wasser zwei sorgfältig gereinigte Kupfer- und Zinkplatten brachte und mittelst Kupferdrähten durch den Schlüssel mit den aus Zink und Kupfer bestehenden Platten des Condensators in Verbindung brachte, die nur 0.2 Mm. von einander entfernt waren. Bei Verbindung desselben mit dem Electrometer durch Kupferdrähte zeigte sich ein Ausschlag, der bald constant wurde und sich nicht veränderte, als die Condensatorplatten von den Platten im Wasser losgelöst wurden, und auch als sie von einander entfernt wurden. Dagegen geben die beiden Condensatorplatten bei directer Verbindung mittelst eines Drahtes nach der Trennung eine sehr grosse Ablenkung.

Die electromotorische Kraft des Zink-Wasser-Kupferelementes soll also fast ausschliesslich dem Contact von Kupfer-Zink zuzuschreiben sein (vgl. indess die Theorie Galv. I. § 34 u. flg. G. W.), wobei indess nicht, wie Jenkin annimmt, keine, sondern eine gleiche Spannung zwischen dem Wasser und beiden Metallen eintritt.

Aehnlich verhält sich verdünnte Schwefelsäure. Dagegen ist in Kalilauge das Kupfer entschieden positiv gegen das Zink. In dem Element Eisen-Wasser-Kupfer wird das Kupfer positiv, ebenso wird Zink gegen Eisen in Wasser positiv.

Ist das Zink nicht ganz rein, so erscheint in Wasser die Kupferplatte gegen die Zinkplatte zuerst negativ, dann sind beide gleich; nachher wird das Kupfer positiv. Es

kann dies von Entfernung der Oxydschichten und Absatz von Wasserstoff auf der Zinkplatte herrühren, welcher gegen die letztere positiv ist. Auf amalgamirtem Zink bildet sich dieser Ueberzug schneller; er ist, trotzdem der Quecksilberüberzug gegen Kupfer negativ ist, doch stärker positiv als reines Zink. So wächst die Spannung zwischen den Platten der Zink-Kupfer-Wasserkette mit der Zeit von 0.760 *D* bis 0.838 *D*. Sind zwei Kupferplatten in Wasser und Kupfervitriollösung getaucht, welche sich berühren, so sollte nach obigen Versuchen die Kupferplatte im Wasser positiv gegen die andere sein; sie ist aber negativ, was eine bedeutende positive Spannung der Kupfervitriollösung gegen das Wasser anzeigt. Aehnlich scheint sie sich gegen die verdünnte Schwefelsäure zu verhalten. Die 11—13%, um die die Potentialdifferenz an den Polen der Daniell'schen Kette die Differenz an den Polen einer Kette amalg. Zink- verdünnte Schwefelsäure-Kupfer übertrifft, sollen hierauf zu schreiben sein (vgl. dagegen Kohlrausch, Wied. Galv. I. § 68).

Nach der Methode von Kohlrausch findet Clifton die Potentialdifferenz der verschiedenen Metalle bei Vergleichung mit der Spannungsdifferenz *C* an den Polen des Elementes von Latimer Clark, wenn die Spannung des Daniell'schen Elementes *D* ist ($C = 1.273$ $D = 1.374$ Volts):

Zn | Fe	Fe | Cu	Cu | Hg	Zn | Cu	Fe | Hg	Zn | Hg
0.694 D.	0.095	0.200	0.789	0.295	0.989
= 0.749 Volts	0.102	0.216	0.852	0.318	1.067

Dabei zeigte sich eine allmähliche Abnahme der Spannung des Clark'schen Elementes (in etwa 4 Monaten von 1.449 bis 1.262 Volts). Die Spannungsdifferenz an den Polen verschiedener Elemente, durch die noch kein Strom circulirt hatte, war:

	D.	Volts
Zinn, H_2SO_4 (1/8), Kali (1/5), Zinn	0.532	0.574
Zinn, Wasser, „ „	0.713	0.769
Kupfer, Wasser, Zink	0.760	0.820
„ „ „ nach 1.5 Stunden .	0.821	0.886
„ „ „ nach 3 Stunden . .	0.838	0.905

	D.	Volts
Kupfer, H_2SO_4 ($^1/_8$), amalg. Zink	0.856	0.924
Kupfer, Wasser, KCy ($^1/_5$), Kupfer . . .	0.923	0.996
Daniell; Kupfer, $CuSO_4$ (conc.), H_2SO_4 ($^1/_{10}$), amalg. Zink	0.958	1.034
„ Kupfer, $CuSO_4$ (conc.), H_2SO_4 ($^1/_8$), amalg. Zink	0.982	1.059
Kohle, $K_2Cr_2O_7$ (conc.), Zink	0.996	1.074
Kupfer, $CuSO_4$ (conc.), KCy ($^1/_5$), Kupfer .	1.102	1.189
Smee; Platinirtes Silber, H_2SO_4 ($^1/_8$), amalg. Zink	1.193	1.288
Leclanché	1.268	1.369
Grove mit käufl. Salpeters. (spec. Gew. 1.36) und H_2SO_4 ($^1/_{12}$).	1.504	1.622
Platin, $K_2Cr_2O_7$ (4 Vol. der conc. Lösung u. 1 Vol. H_2SO_4), H_2SO_4 ($^1/_8$), amalg. Zink	1.678	1.811
Kohle, dieselbe Chromsäurelösung, Zink . .	1.701	1.835

G. W.

XX. ***W. Spottiswoode. Photographisches Bild der geschichteten Entladungen*** (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 323).

Führt man eine sehr empfindliche photographische Platte quer bei der Entladung im Geissler'schen Rohre vorbei, so kann man im photographischen Bilde die Lage, Eigenbewegung, Gruppirung der Schichten zu zweien von verschiedenem chemischen Strahlungsvermögen und verschiedener Farbe deutlich erkennen. G. W.

XXI. ***Warren de la Rue und Hugo Müller. Länge des Funkens der Chlorsilberbatterie zwischen kugelförmigen Conductoren*** (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 324.)

Die Länge *L* der Funken verschiedener Zahlen der zur Säule geordneten Elemente der 8040zelligen Chlorsilberbatterie zwischen zwei Kugeln von 3 Zoll Durchmesser und 1.5 Zoll Durchmesser betrug in $^1/_{100000}$ Zollen beim Druck der Atmosphäre, wenn *P* die Spannungsdifferenz in Volts ist, und ebenso war der Zuwachs *Z* der

Länge des Funkens für je 1000 Volts in $^1/_{100000}$ Zollen, wie folgt:

P	250	500	750	100	1500	2000	2500
L	100	225	350	482	820	1233	1700
Z	482			751		967	

P	3000	3500	4000	4500	5000	5500
L	2200	2700	3225	3775	4325	4900
Z	1025		1100		1135	

P	6000	6500	7000	7500	8000
L	5460	6070	6650	7250	7850
Z	1190		1200		

Bei kleineren Abständen bedarf es also einer grösseren Potentialdifferenz zur Verlängerung der Funken, als bei grösseren, wie schon Thomson angegeben hat.

G. W.

XXII. ***Lippmann. Ueber die electrischen und capillaren Eigenschaften des Quecksilbers in Berührung mit verschiedenen wässerigen Lösungen*** (C. R. LXXXV. p. 142—144).

In ein Gefäss voll Quecksilber sind vertical zwei oben zu Trichtern erweiterte gleiche Capillarröhren gesenkt, welche mit derselben Flüssigkeit (z. B. verdünnter Schwefelsäure $^1/_6$) gefüllt sind. In beiden steht das Quecksilber gleich hoch. Bringt man in das eine Rohr etwas Salzsäure, so sinkt das Quecksilber in ihm stärker; etwas doppeltchromsaures Kali macht es dagegen steigen. Verbindet man sodann beide Trichter durch einen mit der Säure gefüllten Heber, so stellt sich allmählich das Quecksilber in beiden Röhren wieder gleich hoch.

Wird ebenso eine unten zu einer sehr feinen Spitze ausgezogene verticale Glasröhre, in der eine Quecksilbersäule von etwa 40 Ctm. Höhe schwebt, in ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Gefäss getaucht, so ändert sich die Stellung des unteren Meniskus bei Zusatz verschiedener Substanzen zur Säure. Verbindet man aber das

Quecksilber und die Flüssigkeit resp. mit Quecksilber und verdünnter Säure in einem weiten zweiten Gefäss, so ändert sich mit der Veränderung der Zusammensetzung der Flüssigkeit im ersten Gefäss die Stellung des Meniskus nicht.

Man muss hierbei Substanzen anwenden, die stark auf die Capillarconstante wirken, wie einerseits die Wasserstoffsäuren, unterschweflichtsaures Natron, andererseits übermangansaures oder saures chromsaures Kali.

Chlor, schweflichte Säure und Kohlensäure wirken schwach; Brom und Jod wirken wie die Wasserstoffsäuren. Lippmann schliesst hieraus, dass die Capillarconstante für jede electromotorische Kraft von der Zusammensetzung der Flüssigkeit unabhängig ist, oder wenn für zwei verschiedene Combinationen die electromotorische Kraft dieselbe ist, auch die Capillarconstante die gleiche ist.

(Die Veränderungen der Quecksilberoberflächen durch oxydirende und reducirende Agentien, saures chromsaures Kali, unterschweflichtsaures Natron u. s. f. ist schon im Jahre 1858 von Paalzow (Wied. Galv. (2) I. § 368) nachgewiesen worden. G. W.)

G. W.

XXIII. ***Becquerel (Vater). Neue Untersuchungen über die electrocapillaren Erscheinungen*** (C. R. LXXXV. p. 169—173).

Becquerel wiederholt seine schon oft ausgesprochene Ansicht, dass eine Feuchtigkeitsschicht auf Quarz, Glas u. s. f. als metallischer Leiter dienen und zugleich electrolysirt werden kann, wie sich dies bei den electrocapillaren Erscheinungen an Sprüngen in Röhren zeigen soll, die zwei Flüssigkeiten, z. B. Schwefelalkalien und Lösungen von Metallsalzen, z. B. salpetersaurem Kupfer u. s. f. von einander trennen (vgl. indess Wied. Galv.(2) I. §. 416. p. 608. G. W.).

Füllt man eine mit einem Sprung versehene Röhre mit Chlorwismuthlösung, bindet über den Sprung einen Lappen mit einem Faden fest und senkt sie in Schwefelnatriumlösung, so scheidet sich an dem Sprung metallisches

Wismuth aus. Zinkchlorür gibt nur eine Fällung von Schwefelzink. — Füllt man das gesprungene Rohr mit Schwefelnatriumlösung, senkt ein Platinblech hinein und umwickelt das Rohr mit einem mit dem Blech verbundenen Platindraht, so werden beim Einsenken des Rohres in Metallösungen die Metalle aus denselben reducirt.

Hierbei soll einmal der Strom zwischen den Flüssigkeiten und dem Platin wirken, dann der Electrocapillarstrom.

Füllt man die gesprungene Röhre mit Lösung von salpetersaurem Silber, bringt sehr kleine ausgeglühte Kohlenstücke hinein und senkt sie in Schwefelnatriumlösung, so condensirt sich zuerst auf dem Spalt Silber, wobei die mit der Silberlösung benetzte Seite des Spaltes als negativer Pol dient. Zugleich bedecken sich die Kohlentheilchen in der Nähe des Spaltes mit Silber, die also wie der Spalt wirken sollen. Auch hier soll sich die auf der Kohle befindliche Schicht wie ein metallischer und zugleich zersetzbarer Leiter verhalten und ihr ganz analog Sand wirken.

G. W.

XXIV. ***W. Skey. Ueber das electrische und chemische Verhalten von Schwefelsilber*** (Chem. News. XXXVIII. p. 36—37).

Drei Silberplatten wurden durch Eintauchen in Schwefelnatriumlösung mit einer dicken Schicht Schwefelsilber bedeckt, gut gewaschen, getrocknet, aufeinandergelegt und die beiden äusseren unter Einschaltung eines Galvanometers mit einer schwachen galvanischen Kette verbunden. Der Strom des Elementes wurde durch Einschaltung der Platten kaum geschwächt, ebenso bei Erwärmung derselben etwa auf 100°. Das Schwefelsilber leitet also recht gut. Durch Quecksilber wird dasselbe ebenso wie Schwefelgold langsam zersetzt (vgl. Hittorf's Versuche Wied. Galv. (2) I. §. 192).

G. W.

XXV. ***H. Dufour* in Vevey. Polarisation der Kohlenelectroden** (Bull. Soc. Vaud. (2) XIV. p. 63. 1876).

Die Polarisation von Kohlenelectroden wurde bestimmt, indem dieselben nach dem Durchleiten des Stromes mit einem Galvanometer verbunden wurden. Der Ausschlag desselben (6—8°) war grösser als bei Platin- (4—5°) und Bleielectroden (1—1.5°), so dass also Kohlenelectroden stärker polarisirt werden und in Ladungssäulen zweckmässig zu verwenden sind.

G. W.

XXVI. ***K. Domalip*. Methode, die Widerstände schlechter Electricitätsleiter zu bestimmen** (Wien. Ber. LXXV. (II) April 1877. Separatabz. p. 1—7).

Eine mit der inneren Belegung einer Leydner Batterie A von 3 Flaschen verbundene Kugel steht einer ebensolchen mit der inneren Belegung einer gleichen Batterie B verbundenen Kugel gegenüber. Letztere ist ausserdem durch den zu untersuchenden schlechten Leiter mit der inneren Belegung einer Maassflasche C verbunden, deren äussere Belegung ebenso wie die der Batterien zur Erde abgleitet ist. Wird die Batterie A geladen, so entladet sie sich bei einer bestimmten Ladung in B hinein. Hat durch den schlechten Leiter hindurch die Spannung in der Maassflasche eine bestimmte Höhe H erreicht, so findet in dieser die Entladung eine bestimmte Zeit nach der Entladung von A in B statt.

Nach den Berechnungen von Ohm verhalten sich dann die Ladungszeiten t und t_I der Maassflasche C bis zur Spannung H bei der hier stets gleichen Ladung der Batterie B unter sonst gleichen Umständen wie die Leitungswiderstände der zwischen B und C eingeschalteten schlechten Leiter.

Die hierbei angewandten schlechtleitenden Flüssigkeiten befanden sich in kleinen Gläsern, die durch heberförmige Thermometerröhren verbunden waren.

Haben dieselben die Längen l und l_I, so folgt aus der Ohm'schen Formel, dass die obigen Ladungszeiten

$t:t_I = l^2:l_I^2$ sich verhalten, wenn keine Zerstreuung der Electricitäten in die Luft stattfindet und die Capacität der Maassflasche sich im Verhältniss der Längen ändert. Waren z. B. bei Füllung mit Wasser die Längen $l:l_I=1:2$, so verhielten sich $t:t_I = 1—1^1/_2{}'':5—6''$, im Mittel wie $1.25:5.35$, während das richtige Verhältniss $1.25:5$ wäre. Verhielten sich $l:l_I = 2:3$, so war $t:t_I = 10^1/_2—11^1/_2{}''$ $:24—25^1/_2{}''$, im Mittel wie $11:25$, während $l^2:l_I^2 = 11:24.7$ u. s. f. Bei nicht allzu langen Zeiten ist also die Zerstreuung in die Luft nicht von zu grossem Einfluss.

Hierauf wurden nach einander die Leitungswiderstände des Wassers und Aethers, des Aethers und Terpentinöls, des Terpentinöls und Benzols mit einander verglichen. Dieselben verhielten sich wie:

Wasser		Aether		Terpentinöl		Benzol
1	:	23	:	75.9	:	144.21

G. W.

XXVII. *R. Börnstein. Einfluss des Lichtes auf den electrischen Leitungswiderstand von Metallen* (Habilitationsschrift, Heidelberg 1877. p. 5—45).

Selen hat bekanntlich die Eigenschaft, in einem bestimmten allotropen Zustande lichtempfindlich zu sein, in der Weise, dass seine Oberflächenschicht durch die leuchtenden Strahlen des Spectrums ein grösseres electrisches Leitungsvermögen erlangt.[1]) In weit geringerem Grade hat Adams Aehnliches auch beim Tellur gefunden.

Der Verfasser hat nun Versuche angestellt, um Spuren eines solchen Verhaltens auch bei Metallen nachzuweisen, bei denen derartige allotrope Zustände nicht bekannt sind. Er verwendet Platin, Gold, Silber, als dünne Lamellen auf Glas niedergeschlagen oder aufgelegt (bei Platin auch feinen Draht) und an beiden Enden mit einem Leitungsdrahte verlöthet. Er untersucht den Widerstand dieser Metalle, wenn sie in der Bildebene eines Collimatorfern-

1) Eine ausführliche Untersuchung darüber von Werner Siemens, s. Pogg. Ann. CLIX. p. 117.

rohres durch Natrium- bisweilen auch durch Lithium- oder Strontiumlicht beleuchtet oder aber dunkel gelassen werden, nach drei verschiedenen Methoden.

1) Methode der Wheatstone'schen Brücke. Der Strom eines Leclanché-Elementes durchlief zwei sehr feine Platindrähte (später zwei Goldblättchen), welche neben einander derartig in der Bildebene des Collimators angebracht waren, dass bald der eine, bald der andere bestrahlt werden konnte. Durch ein Galvanometer in der an einem Neusilberdrahte verschiebbaren Brücke wurde dabei das Verhältniss ihrer Widerstände ermittelt.

Sind ω_1 und ω_2 die Widerstände der unbelichteten, ω_1' und ω_2' die Widerstände der mit Natriumlicht (Natronperle im Bunsenbrenner) belichteten Drähte, so ergaben die Versuche des Verfassers für den Werth $\sqrt{\frac{\omega_1}{\omega_2'} \cdot \frac{\omega_2}{\omega_1'}}$, welcher sich gleich $\frac{\omega}{\omega'}$, d. i. gleich dem Widerstandsverhältniss von unbelichtetem zu belichtetem Draht (resp. Lamelle) setzen lässt, zunächst folgende Zahlen: 1.000083; 1.000166; 1.000365; 1.000091; 0.999985; 0.999921; 0.999934; 0.999960.

Würde allein oder vorwiegend die mit der Beleuchtung nothwendig verbundene Erwärmung (von sonstigen Temperaturänderungen abgesehen, gegen die der Verfasser verschiedene Vorkehrungen getroffen) auf den Widerstand der Metalle einwirken, so müsste $\frac{\omega}{\omega'}$ stets kleiner als 1 sein, im umgekehrten Falle, das Licht als eine den Widerstand vermindernde Ursache aufgefasst, stets grösser als 1. Bei obigen Zahlen findet zuerst das eine dann das andere statt; auch fernere Versuche geben $\frac{\omega}{\omega'}$ bald grösser bald kleiner als 1. Jedoch überwiegen die grösseren Werthe und zwar, wie es scheint, besonders dann, wenn die Drähte nach einer längeren Ruhepause untersucht werden, woraus Verfasser auf eine die Erscheinung selbst herabdrückende Nachwirkung schliesst. Aus einer Anzahl von 98 Be-

stimmungen mit den Platindrähten ergibt sich für $\frac{\omega}{\omega'}$ als Mittel der Werth 1.000120.

Spricht dies nun in der That für eine Widerstandsverminderung durch die Belichtung, so kann man bei den bedeutenden Abweichungen der einzelnen Beobachtungen doch keine Vorstellung gewinnen über die wirkliche Grösse der Widerstandsänderung, zumal, da Verfasser keine Anhaltspunkte gegeben oder gesucht hat zur Beurtheilung der gleichzeitig entgegenwirkenden Erwärmung.

Die Versuche mit 2 Goldblättchen bei verschiedener Belichtung im Collimatorrohr zeigten ähnliche Schwankungen in ähnlichem Sinne.

2) Methode des Weber'schen Inductors. Diese s. Z. von W. Weber mehrfach angewandte Methode, um Copien vom Jacobi'schen Widerstandsetalon herzustellen, gewährte keine grössere Sicherheit in den Resultaten. Das Verhältniss $\frac{\omega}{\omega'}$ ergab sich bei einem Versuche mit Goldblatt zu 0.9996457, zeigte also eine Widerstandszunahme durch die Bestrahlung von etwa $\frac{3\frac{1}{2}}{100}$ %, während ausserdem eine andere allmähliche Widerstandszunahme des Goldblattes von $1\frac{1}{4}$ % dabei beobachtet wurde. Die letztere betrachtet Verfasser als electrische Nachwirkung und citirt einschlagende Beobachtungen von Peltier, Wertheim, Dufour, Quintus-Icilius, Schröder, v. d. Kolk u. a.

3) Weber'sche Dämpfungsmethode. Bei dieser Methode, wo das logarithmische Decrement einer in einem Leitungsbogen schwingenden Magnetnadel zur Berechnung seines Widerstandes dient, durchlaufen denselben nur Ströme von geringer Intensität. Dennoch zeigen sich auch hier im Laufe der Versuche Aenderungen in der Leitungsfähigkeit des Schliessungsbogens, welche die Grösse der als Bestrahlungswirkung gefundenen Werthe vielfach übertreffen. Obschon der Verfasser die Einflüsse dieser Störungen zu vermindern sucht, indem er bei einem Versuch die Beobachtungsweise mit unbestrahlter Lamelle beginnt und mit unbestrahlter ebenfalls schliesst, so zeigt sich doch

auch hier die Widerstandsverminderung, welche der Bestrahlung zuzuschreiben wäre, bald positiv, bald negativ. In der Mehrzahl der Fälle findet das erstere statt. So ist unter 11 Versuchen mit Goldblatt im Natronlicht des Collimators bei sieben $\frac{\omega}{\omega'} > 1$ und zwar im Mittel 1.01291, bei vieren $\frac{\omega}{\omega'} < 1$, nämlich im Mittel 0.99187; ferner unter 11 Versuchen mit Ptatin-Lamellen im Mittel bei neunen $\frac{\omega}{\omega'} = 1.01291$, bei zweien $\frac{\omega}{\omega'} = 0.99514$.

Auch die Beobachtungen mit Silberlamellen in verschiedenem Lichte u. a. im Sonnenlichte, sprechen mit mehr oder weniger Ausnahmen für eine Erhöhung der Leitungsfähigkeit an der Metalloberfläche durch die Bestrahlung.

W. F.

XXVIII. ***R. Börnstein. Der Einfluss des Lichtes auf die electrische Spannung in Metallen*** (Verh. d. naturhist.-med. Vereins zu Heidelberg. II. Heft 1. Separatabz. p. 1—8).

Börnstein versucht, die Entstehung electrischer Ströme durch directe Einwirkung des Lichtes, ähnlich wie die thermoelectrischen Ströme, ohne Zwischentreten einer chemischen Umsetzung nachzuweisen.

Rechteckige Glasplatten von 80 und 100 Mm. Seitenlänge (bei Anwendung von Platin 45 und 70 Mm.) waren auf beiden Hälften von zwei verschiedenen Metallen bedeckt. Das Silber war auf dem Glase nach der Methode von Martin niedergeschlagen und schien blau durch, das Platin (grau durchscheinend) eingebrannt; Kupfer, Gold, Aluminium wurden in Blattform benutzt. Letztere Blättchen wurden auf Wasser gelegt, dann mit der zu überziehenden Glasplatte herausgehoben und die an der letzteren haftenden Wassertropfen durch gelindes Erwärmen entfernt. In der Mittellinie der Platten lagen die Metalle in einer Schicht von 15—20 Mm. Breite übereinander. An den Schmalseiten waren auf die Glasplatten mit Kupferdrähten verlöthete Stanniolblätter geklebt, auf die

die Schichten von Kupfer, Gold, Aluminium direct auflagen, und mit denen die Schichten von Silber und Platin durch aufgelegte Aluminiumstreifen verbunden waren. Die Kupferdrähte waren mit einem astatischen Multiplicator mit Spiegelablesung (Abstand der Scala vom Spiegel 2.25 M.) verbunden, der durch ein einfaches, mit der Hand erwärmtes Eisen-Neusilberthermoelement einen Ausschlag von bis zu 300 Mm. zeigte. Die Metallplatten waren zuerst mit einem schwarzen Tuch verhüllt, bis der Multiplicator keinen Strom mehr anzeigte. Wurde ersteres entfernt und die Platte durch diffuses Tageslicht oder Magnesiumlicht bestrahlt, so zeigte sich ein Ausschlag von 1—4 Mm. Beim Erwärmen der Platten von der Glasseite mittelst einer Alkoholflamme zeigte sich stets ein grösserer und entgegengesetzter Ausschlag; ebenso, wenn die Erwärmung von der Metallseite stattfand. Bei Untersuchung von 30 Metallpaaren in 9 verschiedenen Combinationen (mit Ausnahme der Combination Silber-Platin), bei denen abwechselnd das eine oder andere Metall an der Contactstelle unten oder oben lag, mit Ausnahme des stets unten befindlichen, an dem Glase fest haftenden Silbers und Platins fand sich die folgende Reihe der Metalle:

1) durch Bestrahlung + Al, Au, Cu, Pt, Ag –
2) „ Erwärmung + Ag, Pt, Cu, Au, Al –

Auch wurden Platten aus nur einem Metall untersucht. Gold zeigte dabei ebenfalls einen Strom beim Belichten, einen umgekehrten beim Erwärmen. Silber- oder Aluminiumplatten zeigten nichts.

Directes Sonnenlicht erzeugte stets Thermoströme.

Börnstein glaubt, dass möglicherweise durch das Eindringen der Lichtstrahlen die Spannungsdifferenz der Metalle in ähnlicher Weise geändert würde, wie beim Erwärmen. Da stets durch die Lichtstrahlen auch eine Erwärmung der Metalle erzeugt wird, gingen stets beide Phänomene nebeneinander. Es sollten demnach die photoelectrischen Ströme bei Anwendung verschiedener Licht-

arten um so energischer sein, je durchlässiger die Metalle für das betreffende Licht sind.

(Da bei diesen Versuchen die Metalle nur aufeinanderliegen, also nur vermittelst der auf ihnen condensirten Gas- und Feuchtigkeitsschichten einander berühren, so wäre wohl zu untersuchen, ob nicht vielleicht die Lichtwirkung an den Contactstellen der letzteren mit den Metallen secundär, ähnlich wie bei den von Hankel u. A. untersuchten Erscheinungen, die fraglichen Ströme erzeugen konnte. G. W.)

G. W.

XXIX. *A. von Waltenhofen. Ueber den Peltier'schen Versuch* (Wien. Ber. LXXV. (II) Febr.-Hft. Separatabz. p. 1—15).

F. Kohlrausch[1]) hat statt der Annahme einer von der Temperatur abhängigen electromotorischen Kraft an den Contactstellen der heterogenen Leiter der Thermoelemente die Hypothese aufgestellt, dass, da in einer in Thätigkeit befindlichen Thermosäule ein Ueberströmen der Wärme von der wärmeren zur kälteren Löthstelle stattfindet, mit dem Wärmestrom ein in seiner Stärke von der Natur des Leiters abhängiger Electricitätsstrom verbunden ist. Sind also die thermoelectrischen Constanten der zu einem geschlossenen Kreise an 2 Löthstellen von den Temperaturen t und t_1 verbundenen Metalle A und B resp. ϑ_b und ϑ_a, wo $\vartheta = \alpha \frac{c}{k}$ und α eine von der Natur des Metalls abhängige Constante, c das Wärmeleitungsvermögen, k das Electricitätsleitungsvermögen ist, so wäre die thermoelectromotorische Kraft $E = (\vartheta_b - \vartheta_a)(t_1 - t)$, welche an der heisseren Löthstelle (t_1) nach dem Leiter mit der grösseren Constante ϑ_b gerichtet ist. Umgekehrt würde durch einen Strom i in einem Metall in der Zeiteinheit die Wärmemenge $Q = \mu \vartheta i$ fortgeführt, wo μ eine neue Constante ist. Geht also durch das Thermoelement AB ein galvanischer Strom, so wären die Wärmemengen

---

[1]) Pogg. Ann. CLVI.

Q_1 und Q_2, welche an der in der Richtung AB, resp. BA durchströmten Löthstelle erzeugt werden, wenn $\vartheta_b > \vartheta_a$ und $\vartheta_b - \vartheta_a = h$ ist:

$$Q_1 = -\mu(\vartheta_b - \vartheta_a)i = -\mu h i; \quad Q_2 = +\mu(\vartheta_b - \vartheta_a)i = +\mu h i.$$

Die Temperaturänderung der Löthstellen wird also im allgemeinen durch die Formel $\varDelta t = \mp pi + ri^2$ ausgedrückt, wo p proportional $(\vartheta_b - \vartheta_a)$ und r dem Leitungswiderstand proportional ist.

Nach v. Waltenhofen wäre die Ableitung des letzteren Satzes aus der älteren Theorie nicht ganz correct. Während die thermoelectromotorische Kraft E eines Thermoelementes nach derselben $E = H_{t_1} - H_t$ ist, wo H die mit der Temperatur variable Potentialdifferenz an den Löthstellen ist, würde im Peltier'schen Phänomen die Wärmemenge $Q = \mp AHi$ dadurch erzeugt werden, dass die Electricitätsmenge i dabei von einer Stelle kleineren Potentials auf der einen Seite der Löthstelle zu einer Stelle grösseren Potentials auf der anderen überginge. Der Coefficient p entspräche also dem Werth AH, worin H eine Function der Temperatur der Löthstelle wäre. Hiernach müsste also auch nach v. Waltenhofen p eine Function von i, also das Peltier'sche Phänomen nicht mehr einfach i proportional sein. Nach der Theorie von F. Kohlrausch wäre dagegen p proportional $\vartheta_b - \vartheta_a$, welcher Werth nicht ohne weiteres von der Temperatur abhängig zu sein brauchte, um so weniger, als er nicht allein auf die Uebergangsschicht sich bezöge, sondern den Mittelwerthen von ϑ_a und ϑ_b in den ganzen Metallen entspräche, also auch bei geringen Temperaturänderungen an den Löthstellen selbst merklich constant bliebe. (Ob letzterer Schluss alllgemein gültig ist, und nicht ebenso, wie es Clausius schon früher betrachtet hat, das an der Löthstelle erwärmte Metall von derselben an bis zu den kälteren Stellen wie eine Reihe unendlich dünner, allmählich sich ändernder Schichten anzusehen ist, wäre zu untersuchen. G. W.)

Sind die Erwärmungen an beiden Löthstellen eines

Thermoelementes beim Durchleiten des Ladungsstromes je nach seiner Stromesrichtung $\mp p_1 i + r_1 i^2$ und $\pm p_2 i + r_2 i^2$, so ist die Temperaturdifferenz δt, mithin beim Verbinden des Thermoelementes mit einem Galvanometer nach Oeffnen des Ladungsstromes die electromotorische Kraft e des Peltier'schen Stromes a gleich $e = \mp (p_1 + p_2) i + (r_1 - r_2) i^2 = \mp a i + b i^2$. Sind, wie bei den Versuchen von v. Q. Icilius, beide Löthstellen gleich, also $r_1 = r_2$, so ist der Peltier'sche Strom proportional der Stromintensität des Ladungsstromes, wie es die Versuche ergeben. Sind aber, wie z. B. in der Noë'schen Thermosäule, die geraden und ungeraden Löthstellen in Form, Grösse, Leitungsfähigkeit verschieden, so bleibt das quadratische Glied bestehen, und der Peltier'sche Strom erreicht bei positiver Richtung des Ladungsstromes ein Maximum, wenn $i = \frac{a}{2b}$ ist, um zu Null zu werden, wenn $i = \frac{a}{b}$ ist; bei noch stärkeren Strömen ist der Peltier'sche Strom positiv, dem Ladungsstrom gleich gerichtet, wie er es bei der negativen Richtung des Ladungsstromes von vornherein ist. Hierbei hat in der That bei beiden Richtungen des Ladungsstromes infolge der ungleich starken Erwärmung der Löthstellen $b = r_1 - r_2$ nicht ganz den gleichen Werth. Die Constanz des Werthes a würde aber für die Theorie von Kohlrausch, die Vergrösserung desselben bei der negativen Richtung des Ladungsstromes für die Contacttheorie sprechen.

v. Waltenhofen hat, um dies zu prüfen, durch eine 96 resp. 20 paarige Noë'sche Thermosäule die Ströme von 1 Daniell'schem bis 12 Bunsen'schen Elementen geleitet, sodann die Säule mit einer Siemens'schen Sinustangentenbussole unter Einschaltung von 97.7 S.-E. Widerstand (dem secundären Gewinde) verbunden und den ersten Ausschlag beobachtet, nachdem constatirt war, dass während der Schwingung der Nadel die thermoelectrische Kraft der Säule sich nicht merklich ändert. Die entsprechenden Stromintensitäten wurden nach der Poggendorff'schen Graduirungsmethode bestimmt. So ergab sich u. a. je nach

der Stromesrichtung des Ladungsstromes die electromotorische Kraft e des Peltier'schen Stromes:

i	4.3	8.1	14.5	20.6	40.8	72.7
$-e_1$	0.46	0.72	1.30	1.80	2.65	2.58
$+e_2$	0.53	1.06	2.15	3.48	8.60	23.09
$\frac{e_1-e_2}{i}$	0.230	0.220	0.238	0.256	0.276	0.352

Die Werthe i sind in chemischem Maasse gemessen, für die Werthe e ist die electromotorische Kraft des Daniell'schen Elementes gleich 12 gesetzt.

Die Werthe b sind hienach um so verschiedener bei wechselnder Richtung des Stromes i, je grösser i ist. Die Werthe e entsprechen aber den Formeln:

$$e_1 = 0.11\, i + 0.003\, i^2; \qquad e_2 = -0.1\, i + 0.0009\, i^2,$$

woraus sich ebenfalls die Abhängigkeit von b von der Temperatur ergibt. a ist dagegen sehr nahe constant. Dieses Ergebniss würde nach v. Waltenhofen wohl in der neueren, nicht aber in der älteren Theorie eine befriedigende Erklärung finden. Auch die Clausius'sche Erklärung des Peltier'schen Phänomens sollte diese Einwendung nicht heben.

G. W.

XXX. ***Th. du Moncel.*** *Ueber die günstigsten Bedingungen für die Benutzung der Galvanometer* (C. R. LXXXV. p. 377—382).

XXXI. ***J. Raynaud.*** *Bemerkungen über eine neue Note von Herrn du Moncel über die günstigsten Bedingungen der Benutzung der Galvanometer* (ibid. p. 480 —481).

XXXII. ***Th. du Moncel.*** *Bemerkungen über die vorhergehende Mittheilung des Herrn J. Raynaud* (ibid. p. 481—482).

XXXIII. — *Ueber die Beziehung, die zwischen dem Durchmesser der Eisenkerne der Electromagnete und der Dicke ihrer Magnetisirungsspirale bestehen muss* (ibid. p. 466—471).

XXXIV. ***Th. du Moncel.*** *Betrachtungen über die Art, in der man die Maximumbedingungen, welche bei der Berechnung der electromagnetischen Kräfte auftreten, interpretiren muss* (ibid. p. 497—500).

XXXV. — *Ueber die Beziehung, die zwischen dem Durchmesser und der Länge der magnetischen Kerne der Electromagnete bestehen muss* (ibid. p. 652—658).

XXXVI. ***R. S. Brough.*** *Ueber den Durchmesser, den ein Draht, mit dem man einen Electromagneten umwindet, haben muss, damit man die maximale magnetische Wirkung erhält* (Phil. Mag. (5) IV. p. 253—257).

Du Moncel hat schon im Jahre 1873 (C. R. LXXVII. p. 368) nach sehr bekannten Methoden berechnet, dass bei constanter Drahtdicke und variabler Dicke der gesammten Windungsschicht eines Multiplicators die Wirkung desselben im Maximum ist, wenn sich der Widerstand H des Multiplicatordrahtes zu dem äusseren Widerstand R wie $\frac{ab}{g^2}[(a+c)\pi + 2d] : \frac{\pi a^2 b}{g^2}$ verhält, wobei die Widerstände in einer bestimmten Länge des Multiplicatordrahtes ausgedrückt sind. In den Formeln bezeichnet a die Dicke der Windungsschicht, b die Breite des Multiplicatorrahmens, d die Länge seines geraden Theils, c den inneren Durchmesser der denselben beiderseits begrenzenden kreisförmigen Theile, g den Durchmesser des Drahtes mit der äusseren Umspinnung. Es muss hierbei also der äussere Widerstand kleiner als der des Multiplicators sein. Bei kreisförmigen Multiplicatoren würde dieses Verhältniss $a + c : a$ sein, welches also zugleich die günstigste Bedingung für die Umwickelung von cylindrischen Electromagneten wäre. Hierbei wird vorausgesetzt, dass alle Windungen in gleicher Weise auf die Nadel oder den Eisenkern wirken. Ist die Drahtmasse des Multiplicators ein für allemal gegeben, so muss bekanntlich zur Erreichung des Maximums der Draht so angewendet werden, dass der innere Widerstand dem äusseren gleich ist.

Auch prüft Herr du Moncel die Richtigkeit dieser

Formeln an einem Multiplicator von Ruhmkorff mit zwei übereinanderliegenden Windungsreihen, durch die er den Strom eines Elementes unter Einschaltung verschiedener Widerstände leitet, und ebenso in gleicher Weise durch Messung der Anziehung eines Eisenkernes, der durch drei verschiedene Spiralen erregt werden konnte.

Ebenso findet er bei Einfügung einer Brückenleitung vom Widerstand u vor dem Galvanometer, dass das Maximum der Empfindlichkeit des Galvanometers durch die Gleichung $l + \frac{Ru}{R+u} = \frac{\pi b a^2}{g^2}$ gegeben ist, wenn R der äussere Widerstand bis zu den Verzweigungsstellen, l der Widerstand des das Galvanometer enthaltenden Zweiges ausser dem des letzteren ist. Es muss also der äussere Widerstand im Verhältniss von $1 : \frac{\pi (a+c) + 2d}{\pi a}$ kleiner sein, als der des Galvanometers.

Auch diese Formel wird durch Abänderung der Widerstände u und R geprüft.

Da nach den empirischen Formeln von Müller und Dub das magnetische Moment verschieden dicker Eisencylinder bei gleicher magnetisirender Kraft der Wurzel ihres Durchmessers c proportional ist, ergibt sich bei Beibehaltung der obigen Bezeichnungen das Maximum M ihres Momentes, wenn bei gegebenem äusseren Widerstand R das Verhältniss α des Widerstandes der Spirale zu ersterem gleich dem Verhältniss des Durchmessers des unbesponnenen zu dem des besponnenen Drahtes ist. Dieses schon von Schwendler[1]) und H. Weber[2]) angegebene Verhältniss hat auch Brough entwickelt. Ist E die electromotorische Kraft, so folgt:

$$M = \frac{E g^2 \sqrt{c}}{\alpha b a \pi (a+c)}$$

Herr du Moncel hat sich die Mühe genommen, auch dieses Verhältniss experimentell zu prüfen, welches indess

1) Phil. Mag. (4) XXXIII. p. 29. 1867.
2) Pogg. Ann. CLIV. p. 239. 1875.

nur so lange gültig ist, als die Magnetisirung proportional der magnetisirenden Kraft ist und alle Windungen gleich magnetisirend wirken. Dass dies bei verschieden weiten Windungen im allgemeinen richtig ist, ist bekannt, aber auch noch einmal von Herrn Du Moncel, wenn auch weniger genau als von Lenz, nachgewiesen.

Es werden ferner einige Maximumaufgaben behandelt, aus denen derselbe u. a. ableitet: Man kann die Dimensionen eines Eisenkerns vermehren, um das Maximum der Wirkung zu erhalten, bis der Widerstand der Magnetisirungsspirale 11mal so gross ist wie der äussere Widerstand. Bei gleichen Gesammtwiderständen müssen zur Erreichung des Maximums die Durchmesser eines Electromagnetes den electromotorischen Kräften, bei gleichen electromotorischen Kräften den Quadratwurzeln der Gesammtwiderstände, bei gleichen Durchmessern die electromotorischen Kräfte den Quadratwurzeln der Widerstände proportional sein, u. s. f. Die Polemik hierüber mit Herrn Raynaud hat kein allgemeineres Interesse. G. W.

XXXVII. *J. E. H. Gordon. Wiederholung von Kerr's optisch-magnetischem Versuch* (Phil. Mag. (5) IV. p. 104—105).

Die Drehung der Polarisationsebene eines von dem Pol eines Magnetes reflectirten Strahles ist ebenso, wie von Kerr, auch von Gordon mit grösseren Hülfsmitteln beobachtet worden. Er verwendete einen horizontalen weichen Eisenstab von 66 Ctm. Länge und 56 Mm. Dicke, der mit 2060 Drahtwindungen umwunden und durch den Strom von 10 Grove'schen Elementen magnetisirt war, und einen keilförmigen, vorgestellten „Submagnet“ von 12.5 Ctm. Länge und 5 Ctm. Dicke, dessen keilförmiges Ende 66 Mm. lang war. Das Licht einer Paraffinlampe war durch ein grosses Nicol polarisirt und fiel etwa im Winkel von 45° auf den Pol. Die Drehung wurde durch ein Jellet'sches

Prisma beobachtet und betrug im Mittel 13′ 22″. Ohne Submagnet war sie nicht wahrzunehmen. G. W.

XXXVIII. *E. Duter. Ueber die Magnetisirung kreisförmiger Platten mit concentrischen isodynamischen Linien* (C. R. LXXXV. p. 222—224).

Kreisförmige aus 1 Mm. dickem Stahlblech geschnittene Scheiben vom Radius R wurden durch Auflegen ihres Mittelpunktes auf den in eine Spitze endigenden Pol eines starken Electromagnetes, durch zwei concentrische Kreise vom Radius r und R begrenzte Platten durch Aufstecken auf das genau in sie hineinpassende Ende eines sehr starken cylindrischen Magnetes magnetisirt. Die neutrale Linie auf diesen Magneten liegt zwischen dem Centrum, resp. der inneren kreisförmigen und der äusseren Peripherie, welche letztere entgegengesetzten Magnetismus wie erstere hat. Durch Abreissen sehr kleiner Contacte findet Duter den freien Magnetismus M auf einem Radius der ringförmigen Magnete im Abstand x vom Mittelpunkt:

$$M = A \sin \frac{\pi(R^2 + r^2 - 2x^2)}{2(R^2 - r^2)}.$$

Die neutrale Linie hat also den Radius $\sqrt{\frac{R^2 + r^2}{2}}$.
Der gesammte freie Magnetismus auf der einen oder anderen Seite der neutralen Linie ist $\pm A(R^2 - r^2)$. Da A für Ringe von verschiedenen Radien R und r constant ist, ist also der freie Magnetismus proportional der Oberfläche derselben.

In einem vollen Kreise ist der freie Magnetismus an verschiedenen Stellen eines Radius $M = A \cos \frac{\pi x^2}{R^2}$ und der gesammte freie Magnetismus gleich $\pm AR^2$, wie sich auch ergibt, wenn man für die Ringmagnete $r = 0$ setzt. A hat wiederum denselben Werth für die vollen Scheiben, wie für die Ringe; es stellt den freien Magnetismus an irgend einer Stelle der Ränder der Ringmagnete, resp. der Peripherie und im Centrum des vollen Kreismagnetes dar.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 19—20.

J. Schuhmeister. *Versuche über das Wärmeleitungsvermögen von Baumwolle, Schafwolle und Seide, p. 183—184.*

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akadèmie. 1877. Bd. LXXV.

E. Mach *und* **J. Sommer.** *Ueber d. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Explosionswellen, p. 1—30. (11. Jan.)*

E. v. Fleischl. *Eine neue Methode zur Bestimmung des inneren Widerstandes galvanischer Elemente, p. 1—2. (1. März.)*

J. Puluj. *Ueber die Diffusion der Dämpfe durch Thonzellen, 2. Abth., p. 1—26. (12. April.)*

A. v. Obermayer. *Ein Beitrag zur Kenntniss der zähflüssigen Körper, p. 1—14. (12. April.)*

M. Margules. *Ueber die stationäre Strömung der Electricität in einer Platte, bei Verwendung geradliniger Electroden, p. 1—15. (11. Mai.)*

L. Boltzmann. *Ueber eine neue Bestimmung einer auf die Messung der Molecüle Bezug habenden Grösse aus der Theorie der Capillarität, p. 1—13. (12. April.)*

C. Puschl. *Ueber den inneren Zustand und die latente Wärme der Dämpfe, p. 1—38. (12. April.)*

Sitzungsberichte der math.-phys. Classe d. Akademie zu München. 1877. Heft 1—2.

A. Wüllner. *Ueber die electrische Influenz auf nicht leitende feste Körper, p. 1—76.*

v. Beetz. *Ueber den electrochemischen Vorgang an einer Aluminiumelectrode, p. 90—95.*

v. Bezold. *Die Theorie der stationären Strömung unter ganz allgemeinen Gesichtspunkten betrachtet, p. 188—215.*

Fr. Pfaff. *Versuche über das Verhalten des Wassers in engen Räumen bei Glühhitze, p. 216—225.*

v. Bezold *und* **G. Engelhardt.** *Ueber die Fluorescenz der lebenden Netzhaut, p. 226—233.*

Aug. Kundt. *Ueber den Einfluss des Lösungsmittels auf die Absorptionsspectra gelöster absorbirender Medien, p. 234—262.*

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 14.

B. Tollens. *Ueber die specifische Drehung des Rohrzuckers, p. 1403—1414.*

M. Schmitz. *Ueber das specifische Drehungsvermögen des Rohrzuckers, p. 1414—1420.*

M. Naumann. *Ueber Destillation von Benzol, Toluol und Xylol durch eingeleiteten Wasserdampf, p. 1421—1428.*

H. W. Vogel. *Spectroksopische Notizen, p. 1428—1432.*

Dingler Journal. 1877. T. CCXXV. Heft 3—6.

R. H. Thurston. *Ueber die Natur der Elasticitätsgrenze und die Art ihrer Veränderungen, p. 233—240.*

Zeitschr. für Krystallographie u. Mineralogie. I. Heft 5 u. 6.

H. Bücking. *Die optischen Eigenschaften des Astrophyllit, p. 433.*

A. Arzruni. *Krystallographische Untersuchung einiger organischer Verbindungen, p. 434—452.*

O. Lehmann. *Ueber das Wachsthum der Krystalle, p. 453—496.*

A. von Lasaulx. *Jodobromit von Dernbach bei Montalaur, p. 506—517.*

H. Laspeyres. *Krystallographische und optische Untersuchung am Glauberit, p. 529—540.*

C. Bodewig. *Krystallographische Untersuchung einiger organischer Verbindungen, p. 583—595.*

A. Arzruni. *Ueber die Dimorphie des Dibromfluoren, p. 624—626.*

O. Lehmann. *Ueber das Verhalten des Dibromfluoren's in der Wärme, p. 626—627.*

— *Ueber die physikalische Isomerie amidartiger Derivate des Hydroxylamin, p. 627—629.*

Schlömilch, Zeitschr. für Math. u. Phys. 1877. Bd. XXII. Heft 5.

L. Mathiesen. *Ueber eine Methode zur Berechnung der 6 Carinalpunkte eines centrirten Systems sphärischer Linsen, p. 299—310.*

A. Giesen. *Gestalt eines um einen Centralkörper rotirenden homogenen Flüssigkeitsringes, p. 311—323.*

— *Ueber das Gleichgewicht einer schweren Flüssigkeit, welche gegen einen festen Punkt hin angezogen wird, p. 332—335.*

W. Gosiewski. *Ueber das Mariotte'sche Gesetz, p. 336—338.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXV. Nr. 12—15.

J. M. Gaugain. *Note sur l'aimantation des tubes d'acier, p. 615—617.*

Croullebois. *Sur la mesure exacte de la chaleur de dissolution de l'acide sulfurique dans l'eau, p. 617—619.*

G. Planté. *Suite des recherches sur les effets produits par des courants électriques de haute tension et sur leurs analogies avec les phénomènes naturels, p. 619—622.*

Berthelot. *Appareil pour mesurer la chaleur de vaporisation des liquides, p. 646—648.*

Berthelot. *Sur la détermination de la chaleur de fusion, p. 648—651.*
— *Sur la détermination de la chaleur dégagée par l'union de l'eau et de l'acide sulfurique à divers températures, p. 651—652.*

Th. du Moncel. *Du rapport qui doit exister entre le diamètre des noyaux magnétiques des électroaimants et leur longueur, p. 652—658.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1877. T. XII. October.

G. Lemoine. *Equilibres chimiques entre l'hydrogène et l'iode gazeux, p. 145—253.*

G. Lippmann. *Relation entre les propriétés électriques et capillaires d'une surface de mercure en contact avec différentes liquides, p. 265—276.*

Journal de physique. 1877. T. VI. September u. October.

A. Cornu. *Détermination expérimentale des éléments principaux d'un système optique, p. 276—282. 308—315.*

C. M. Gariel. *Abaque graphique des lentilles, p. 282—284.*

Mascart. *Sur les machines magnéto-électriques et électrodynamiques (suite), p. 297—305.*

E. Lebourg. *Méthode élémentaire pour la construction des foyers conjugués des miroirs et des lentilles, p. 305—307.*

Terquem. *Expérience de démonstration pour l'interférence des sons, p. 316—318.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLIII. Nr. 18.

Lavaut de Lestrade. *Recomposition de la lumière spectrale, p. 828—830.*

T. XLIV. Nr. 1—6.

Trouvé. *Pile humide, p. 94—97.*

J. Luvini. *Recomposition de la lumière spectrale, p. 97—99.*

R. Francisque-Michel. *Réponse à un Mémoire de M. le professeur Govi sur l'induction électrostatique, p. 198—203.*

Archives de Genève. 1877. T. LIX. 15. Sept.

J. L. Soret. *Auguste de la Rive. Notice biographique, p. 1—253.*

Bull. de l'Acad. Roy. de Belgique. (2) 1877. T. XLIV. Nr. 8.

Rapports de M. M. Van der Mensbrugghe, Catalan et De Tilly sur le mémoire suivant, p. 5—12.

C. Lagrange. *De l'influence de la forme des corps sur leur attraction, p. 23—55.*

H. Valerius. *Sur un effet singulier du courant électrique, p. 102—103.*

Philosophical Magazine (5) 1877. V. IV. Nr. 25.

R. S. Brough. *On the Diameter of the Wire to the employed in winding an Electromagnet in order to produce the Maximum-Magnetic Effect, p. 253—257.*

Th. Bruce Warren. *On the Determination of Temperature-Coefficients for Insulating Envelopes, p. 372—373.*

Silliman Journal (3) XIV. September u. October.

A. W. Wright. *On a new process for the Electrical Deposition of Metals and for constructing Metalcovered Glas Specula, p. 169—178.*
Cooke. *The Radiometer, p. 231—238.*
F. W. Clarke. *On the Jodates of Cobalt and Nickel; some specific gravity Determinations, p. 280—286.*

Nature. V. XV. 23. August bis 18. October.

C. Watson. *Does Sunshine Extinguish Fire? p. 341.*
R. Sabine. *Rainbow Reflected from Water, p. 361.*
C. Tomlinson. *On the Supposed Action of Light on Combust., p. 361.*
J. A. Ewing and **J. G. Mac Gregor.** *Notes on the Volumes of Solutions, p. 376.*
C. R. Alder Wright and **A. P. Luff.** *Contribution to Chemical Dynamics, p. 377.*
G. Savary. *On the Supposed Action of Light on Combustion, p. 441.*
C. M. Jngleby. *Does Sunshine Extinguish Fire, p. 747.*
C. Tomlinson. *On the Supposed Influence of Light on Combustion, p. 521—522.*

Chemical News. 1877. V. XXXVI. Nr. 926—932.

J. W. Swan. *On a Water Jet Air-pump, p. 95.*
A. V. Harcourt. *On a new Unit of Light for Photometry, p. 103—106.*
S. Kern. *On the Spectrum of the Metal Davyum, p. 155.*
W. Ackroyd. *Transverse Absorption of Light, p. 159—161.*
— *Reversal of the Sodium Lines, p. 164—165.*
J. Taylor. *On a simply Specific Gravity Apparatus for Liquids, p. 168—169.*

Proceedings of the Royal Society V. XXVI. Nr. 182.

J. Hopkinson. *Refractive Indices of Glass, p. 290—297.*
— *Electrostatic Capacity of Glass, p. 298.*
R. B. Clifton. *On the Difference of Potential produced by the Contact of different Substances, p. 299—314.*
W. Spottiswoode. *Photographic Image of Stratified Discharges, p. 323.*
Warren de la Rue and **H. W. Müller.** *On the Length of the Spark between two Spherical Surfaces of the Chloride of Silver Battey, p. 324—325.*
A. W. Reinold and **A. W. Rücker.** *On the Thickness of Soap Films, p. 334—345.*

Atti della Reale Accademia dei Lincei. (3) I. Heft 1—6. December 1876 bis Juni 1877.

Volpicelli. *Osservazioni sulla Memoria del prof. Palmieri: Graduazione del elettrometro Palmieri modificato da Cantoni, p. 14—16.*

Marco. *La causa del moto di rotazione del molinello nel radiometro di Crookes, p. 16—17.*

Cerutti. *Intorno alle piccole oscillazioni di un corpo rigido interamente libero, p. 36—37.*

Volpicelli. *Seconda appendice alla sua memoria: Sopra la costituzione, le proprietà e le applicazioni di un inducente costante, p. 41—42.*

Cerutti. *Intorno alle piccole oscillazioni di un corpo rigido intieramente libero, p. 44.*

Volpicelli. *Sopra una nuova difficoltà proposta contro la teoria di Melloni per essere spiegata, p. 70.*

Righi. *Ricerche sperimentali sulle scariche elettriche, p. 70.*

Pisati e Saporita. *Sulla tenacità del rame e del acciajo a diverse temperature, p. 105.*

Pisati e Scichilone. *Sulla tenacità dell' ottone e dell' alluminio adiverse temperature, p. 105.*

Pisati. *Sulla dilatazione, la capillarità e la viscosità del zolfo fuso, p. 105.*

Volpicelli. *Osservazioni sul piano di prova piccolissimo e non condensante, p. 105—106.*

Cerruti. *Considerazioni sui calori specifici, p. 136—141.*

Volpicelli. *Risposta al Cantoni intorno alla dottrina elettrostatica del Melloni, p. 152—153.*

Roiti. *Risposta alle obiezioni del prof. Brusotti sulla Communicazione, intorno ai rapporti che passano tra la velocità molecolare dei gaz e la velocità teorica del suono, p. 171—173.*

Beltrami. *Sulla determinazione sperimentale della densità elettrica alla superficie dei corpi conduttori, p. 179.*

Volpicelli. *Osservazioni sulla Nota precedente, p. 179—180.*

— *Sperienza sulla elettrostatica induzione, p. 190—191.*

— *Sulla teorica del Condensatore di Volta, Memoria I, p. 191—192.*

Roiti. *Sulla propagazione del suono nella odierna teoria degli aeriformi, p. 216—217.*

Il Nuovo Cimento (3) 1877. II. Luglio e Agosto.

A. Righi. *Ricerche sperimentali sulle scariche elettriche, p. 28—38.*

G. Luvini. *Specchio vibrante per la ricomposizione dello spettro, p. 39—42.*

A. Roiti. *Sulla propagazione del suono nella odierna teoria degli aeriformi, p. 42—65.*

L'Elettricista. 1877. I. Nr. 7—9.

R. Ferrini. *Sulla composizione più economica dell' elettromotore capace di un dato effetto, p. 205—217.*

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 242—248. 277—288.*

V. Riatti e **G. Montanari.** *Sull' elettrosmosi in generale e di un nuovo elemento elettrosmotico, p. 248—251.*

E. Semmola. *Di un nuovo metodo per determinare la posizione de' ventri e de' nodi nelle canne sonore, p. 280—282.*

Walker. *Nuove ricerche concernenti le elettrocalamite, p. 291—292.*

Öfversigt af Kongl. Vetenskaps Akademiens Förhandlingor. 34. Jahrgang. Heft 1—4.

E. Edlund. *Svar på några anmärkingar, som blifvit framställda mot theorien för de electriska fenomenen, p. 1—16. (10. Jan.)*

Forssman. *Om unipolär induktion genom inverkan af solenoïden, p. 15—20. (11. April.)*

Separatabzüge.

J. Forster und **K. Fritsch.** *Das Brachy-Teleskop, p. 1—16.*

A. Horstmann. *Ueber Verbrennungserscheinungen bei Gasen (aus Verh. d. naturhist. med. Ver. zu Heidelberg N. S. Bd. II. Heft 1, p. 1-20).*

F. Kessler. *Warum nimmt die Temperatur der freien Luft mit zunehmender Höhe über d. Erdoberfläche ab, p. 1—4.*

F. Kohlrausch. *Ueber die Ermittelung von Lichtbrechungsverhältnissen fester Körper durch Totalreflexion (Verh. d. phys. med. Ges. zu Würzburg N. F. Bd. XII.), p. 1—8.*

Kulischer. *Ueber Endosmose von Kochsalzlösung vermittelst starrer und dehnbarer Scheidewände bei gegenwirkendem Drucke (aus Arch. f. Anat. 1876), p. 1—36.*

C. Messinga. *De Warmtegeleiding in Gasen (Doctordissertation von Groningen), p. 1—183.*

J. Pranghe. *Ueber Diffusion von Gasen durch Flüssigkeitslamellen (Inauguraldissertation in Bonn), p. 1—38.*

F. S. Svenson. *Om Elektriska Lednings förmagan hos några Elektrolyter (Inauguraldissertation Lund), p. 1—22.*

H. F. Weber. *Absolute electromagnetische und calorimetrische Messungen, p. 1—50.*

1877. BEIBLÄTTER № 11.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. ***Bertin und Garbe. Ueber die Ursache der Bewegungen des Radiometers*** (Ann. d. chim. et phys. (5) XI. p. 45—72).

In der historischen Einleitung wird mit Recht das Verdienst A. Schuster's hervorgehoben, zuerst darauf aufmerksam gemacht und experimentell nachgewiesen zu haben, dass innere Kräfte die Radiometerbewegung bedingen, infolge deren das frei bewegliche Gefäss in dem entgegengesetzten Sinne wie die Mühle sich drehen muss. Wenn die Verfasser dabei die entsprechenden Crookes'schen Versuche mit den Schuster'schen in Widerspruch finden, so übersehen sie den nothwendigerweise vorhandenen störenden Einfluss des in dem betreffenden Crookes'schen Radiometer angebrachten Magnetes. Crookes hat ausdrücklich angeführt (vgl. Beibl. I. p. 79), dass das Gefäss sich im negativen Sinne drehte, als die beleuchtete Mühle mittelst eines kräftigen Magnetes angehalten wurde, und damit ist das Wesentliche des Schuster'schen Versuchs wiedergegeben. Auch liegt eine hierauf bezügliche spätere Bemerkung von Crookes vor (vgl. C. R. LXXXIV. p. 388), nach welcher zwischen seinen und den Schuster'schen Versuchen im wesentlichen Uebereinstimmung besteht. Es dürfte daher die folgende Bemerkung der Verf. kaum gerechtfertigt erscheinen: „Sans manquer de respect à M. Crookes, et tout en rendant hommage à la prodigieuse habilité expérimentale qui l'a amené à l'invention du radiomètre, on ne peut s'empêcher de reconnaître que ses dernières expériences manquent absolument de précision.“

Wie das von Salet angegebene Radiometer (vgl. Beibl. I. p. 80) eine unmittelbare Consequenz des Schuster'schen Versuchs darstellt, so bestätigen die Righi'schen Versuche (s. Scienza applicata, vol. I. parte II, fasc. 8; Bologna) denselben vollkommen. Die von Righi herrührenden Zusätze bestehen im wesentlichen 1) in dem Satz, dass jeder (durch Anwendung von mehr oder weniger diathermanen Platten hervorgerufenen) Intensitäts-Vermehrung (resp. Verminderung) der Strahlenquelle eine Rotation des Gefässes im entgegengesetzten (resp. gleichen) Sinne mit der der Mühle entspricht, und 2) in dem Versuche, bei welchem das auf Wasser schwimmende umgekehrte Radiometer beim Auffallen von Licht nicht die geringste Bewegung zeigt (vgl. Beibl. I. p. 172 u. 173).

Die Verf. haben nun Versuche in gleicher Richtung angestellt, und zwar so, dass sie durch Verringerung der passiven Widerstände (wie Torsion, Reibung an der Luft oder am Wasser) beträchtlichere Bewegungen des Gefässes hervorzubringen suchten. Ihre Theorie stützt sich auf den Satz, dass in der Bewegung eines Systems von beliebigen Kräften unterworfenen materiellen Punkten die nach der Zeit genommene Derivirte der Summe der Momente der Bewegungsgrössen der verschiedenen Punkte in Bezug auf eine bestimmte Axe gleich ist der Summe der Momente der Kräfte in Bezug auf diese Axe. Enthält also das System nur innere Kräfte, welche paarweise gleich und entgegengesetzt sind, so ist die Summe ihrer Momente gleich Null und folglich die Summe der Momente der Bewegungsgrössen eine Constante. Für ein Radiometer, bei welchem Gefäss und Mühle um dieselbe Axe rotiren können, ist die Summe der Momente der Bewegungsgrössen aller Punkte des Gefässes (resp. der Mühle $= \omega J$ (resp. $\omega' J'$), nach der auf p. 172 angeführten Bezeichnung. Man hat also $J\omega + J'\omega' =$ Const. Die beiden Fälle, dass anfangs $\omega = \omega' = 0$ resp. $\omega = 0$, $\omega' = \omega''$, sind bereits in Beibl. I. p. 172 u. 173 unter I und II besprochen.

Nimmt man an, dass das Gefäss nicht in Ruhe war, als man Licht auf das Radiometer fallen liess, dass es viel-

mehr eine positive oder negative Geschwindigkeit ω_1 besass, welche natürlich von der Mühle getheilt wurde, so sind die anfänglichen Bedingungen $\omega = \omega_1$, $\omega' = \omega_1$ und die Fundamentalgleichung nimmt die Form an: $J\omega + J'\omega' = (J + J')\,\omega_1$. Hier können zwei Fälle eintreten: 1) Wenn ω_1 positiv ist, d. h. wenn das Gefäss sich anfangs in demselben Sinne wie die Mühle dreht, so behält das Gefäss seine positive Geschwindigkeit so lange, bis die der Mühle gleich $\left(\frac{J + J'}{J'}\right)\omega_1$ geworden. Das kann, da das Verhältniss $\frac{J}{J'}$ im allgemeinen gross ist, lange Zeit dauern, so dass die zwar als Null vorausgesetzten, aber immer vorhandenen passiven äusseren Widerstände Zeit haben, die Bewegung des Gefässes anzuhalten, welches sich in demselben Sinne, wie die Mühle zu drehen scheint. 2) Ist ω_1 negativ, so nimmt die Geschwindigkeit des Gefässes beständig zu und wird so gross, dass sie sich der Bestimmung durch die Gleichung entzieht.

Die ersten Versuche der Verf. stimmten wenig mit der Theorie überein, wenn sich auch bei allen das Gefäss im entgegengesetzten Sinne wie die Flügel drehte. Das lag theils an der unvollkommeneren Art der Aufhängung, theils an der fehlerhaften Bestimmung des Verhältnisses der Trägheitsmomente von Gefäss und Mühle. So muss z. B. die in Beibl. I. p. 169 (nach C. R. LXXXIV. p. 30) angegebene Verhältnisszahl 82 durch 77 ersetzt werden. Ferner sahen die Verf. anfangs die Bewegung der Mühle als gleichförmig an und beobachteten die Geschwindigkeiten von Mühle und Gefäss nicht gleichzeitig. Wurden speciell für diese Versuche hergestellte Radiometer mit bekannten Dimensionen und Verhältnissen angewandt und die eben angedeuteten Fehlerquellen möglichst beseitigt, so ergaben sich zwar regelmässigere Versuche, aber das Verhältniss der Rotationsdauer von Gefäss und Mühle fand sich immer noch ungefähr $^1/_{11}$ zu gross gegen den theoretischen Werth. Es könnte danach scheinen, als ob die das Radiometer treibenden Kräfte nicht blos innere Kräfte seien. Dies

wurde jedoch widerlegt durch Wiederholung des Versuches mit dem umgekehrten Radiometer, und zwar unter noch günstigeren Verhältnissen, sofern sie das Radiometer durch passendes Aufhängen beweglicher machten, als es bei Righi's Versuch der Fall war. Freilich gibt es äussere Kräfte, welche von dem Experiment untrennbar sind, nämlich die Torsion des Fadens und der Widerstand der Luft, in welcher sich das Gefäss befindet. Erstere war infolge grosser Länge des Aufhängefadens zwar klein (Oscillationsdauer des Radiometers = 4 Minuten), aber doch gross genug gegenüber den kleinen Kräften, um welche es sich im Radiometer handelt. Der von den Verfassern anfangs unterschätzte Widerstand der das Gefäss umgebenden Luft zeigte sich weiterhin von grösserer Wichtigkeit, besonders wegen der durch das Lichtbündel darin hervorgerufenen Strömungen. Deshalb operirten die Verf. schliesslich im Vacuum und wendeten dabei folgenden Apparat an: Auf dem Teller einer Luftpumpe befand sich eine Glasglocke, die oben in eine lange Glasröhre auslief. Am Ende der letzteren war eine Kupferröhre angeschraubt, mit einer Stopfbüchse, durch welche der den Aufhängefaden des Radiometers tragende Stab hindurchging. Dadurch liess sich das Radiometer höher und tiefer stellen. Unter dem aufgehängten, übrigens fusslosen Radiometer stand ein kleiner Dreifuss, der das Radiometer gegen das etwaige Reissen des Fadens schützte, der dasselbe ferner trug, wenn man nicht experimentirte, und der die Oscillationen des Gefässes anzuhalten gestattete. Der Luftdruck wurde bis auf 3 Mm. (resp. 5 Mm.) Quecksilber herabgebracht, war aber am Ende des Versuchs oft etwas grösser. Die Länge des Aufhängefadens betrug 63 Cm.

Zu den definitiven Versuchen wurden 3 Radiometer von Kugelform angewendet: I hatte Arme aus Aluminium und quadratische Flügel aus geglühtem Glimmer mit weisser und schwarzer Fläche. II hatte die Dimensionen der gewöhnlichen Radiometer, Arme von Platin und die quadratischen Flügel von Platin und natürlichem, durchsichtigem Glimmer. Wie alle Radiometer mit hellen Flügeln,

war es keiner grossen Geschwindigkeit fähig. III besass Arme aus Platin und elliptische Flügel aus geglühtem Glimmer mit weisser und schwarzer Fläche.

Bei I und II war die Kugel in 36, bei III in 24 Theile getheilt. Die Dimensionen dieser Radiometer waren folgende:

	I	II	III
Durchmesser der Kugel	8 Ctm.	6 Ctm.	8 Ctm.
Gewicht des Radiometers	30.3 Grm.	26 Grm.	52.85 Grm.
Gewicht der Mühle	0.581 „	2 „	1.985 „
Verhält. d. Trägheitsmomente	77	17	45
Verhält. d. Geschwindigk. i. Mittel	81.7	17.3	47.5

Nach der Fundamentalgleichung müssen die Geschwindigkeiten (ω und ω') der beiden Mobile (Gefäss und Mühle) im umgekehrten, ihre Rotationszeiten (θ und θ') folglich im directen Verhältniss ihrer Trägheitsmomente (J und J') stehen, so dass $\frac{\theta}{\theta'} = \frac{J}{J'} = \frac{\omega'}{\omega}$. Bei den obigen Versuchen fand sich demnach das Verhältniss der Geschwindigkeiten immer etwas zu gross. Es rührt dies wahrscheinlich daher, dass der Gang des Gefässes durch die Torsion des Fadens und durch den Widerstand der kleinen, noch unter der Glocke vorhandenen Luftmenge verzögert wurde. Die Ursache der Radiometerbewegungen ist also nur inneren, zwischen der Mühle und dem Gefäss wirkenden Kräften zuzuschreiben. Ueber die Natur dieser inneren Kräfte und über die Art, in welcher sie wirken, wird dadurch natürlich nichts bestimmt.

Gt.

II. **O. E. Meyer.** *Crookes' Radiometer* („Die kinetische Theorie der Gase". Breslau 1877. p. 153—156).

Die moleculare Weglänge wächst mit zunehmender Verdünnung im Verhältniss der Vergrösserung des Volumens. Man dürfe aber deshalb doch nicht glauben, dass die molecularen Wege in sehr stark verdünnten Gasen, z. B. im Vacuum einer Quecksilber-Luftpumpe, eine beträchtliche Länge erreichen können. Eine ungefähre Rech-

nung zeige, dass die Zahl der Zusammenstösse, denen ein Molecül ausgesetzt ist, auch bei solcher Verdünnung noch sehr gross sei. Ein durch die Luftpumpe oder selbst durch den Torricelli'schen Versuch erzeugter, angeblich leerer Raum sei demnach durchaus nicht leer, sondern von einem Medium, dessen specifisches Gewicht freilich sehr gering, so gleichförmig erfüllt, dass unsere Beobachtungen uns immer noch den Eindruck einer continuirlichen Raumerfüllung liefern werden. Hierdurch erklären sich u. a. die Radiometerbewegungen. Die Flügel der kleinen Mühle, welche auf der einen Seite schwarz, auf der andern weiss sind, werden nämlich durch Wärme- oder auch Lichtstrahlung ungleich erwärmt, dadurch werde auch die Luft zunächst der schwarzen Seite wärmer, dehne sich aus und ströme um die Ränder der Flügel zur weissen Seite hinüber, wobei sie durch Reibung an den Rändern die Flügel mit in Bewegung setze.

Meyer sucht dann an einem aus bekannten Beobachtungsdaten construirten Beispiele zu zeigen, dass die durch die ungleiche Erwärmung entstandene Kraft wirklich genüge, diese Wirkung hervorzubringen. Er berechnet, dass ein aus Aluminiumblech gefertigter Mühlenflügel von 1 Quadratcentimeter Fläche bei Erwärmung der Glashülle um 1^{0} auf seiner schwarzen Seite 0.00011 Calorien Wärme mehr aufnehme, als auf der blanken, und dass diese die Triebkraft der Mühle bildende Differenz im Stande sei, 6 Grm. um 1 Ctm. zu heben, also stark genug, um das leichte Mühlchen im Kreise zu drehen, selbst dann noch, wenn der Temperaturunterschied des Gehäuses und der Mühle 100 oder 1000 mal kleiner sei als 1 Grad. Denn mit den Flügeln bewege sich nur die verdünnte und daher leichte Luft, welche an der Wand nur eine durch die Verdünnung sehr verminderte äussere Reibung zu überwinden habe, während die ungeschwächte innere Reibung der Fortführung der Mühle durch die bewegte Luft günstig sei. Das Auftreten von Electricität will Meyer nicht bestreiten; dieselbe sei jedoch nicht Ursache, sondern Wirkung der Rotation und entstehe aus der Reibung zwischen

den Flügeln und der Luft. Im Anschluss an diese Bemerkung wird folgender Versuch beschrieben: Lässt man das Mühlchen eines Radiometers, dessen Flügel auf der einen Seite aus Glimmer, auf der andern aus geschwärztem Hollundermark bestehen, unter dem Einflusse des diffusen Tageslichtes langsam rotiren, so gehen die Glimmerflächen voran. Bewegt man dann eine geriebene Glasstange in derselben Richtung, wie die Flügel sich bewegen, um das Radiometer langsam im Kreise herum, so kehrt sich die Drehung des Mühlchens um. Gt.

III. *J. Puluj. Ueber ein Radiometer* (Wien. Anz. 1877. Nr. XVII. p. 161—162).

Dieses Radiometer besteht aus 4 festen, senkrecht gegen einander gestellten Glimmerblättchen, die an einer Seite über der Terpentinölflamme berusst und deren berusste Flächen alle nach einer Richtung gekehrt sind, und einer dieselben umschliessenden Mantelfläche aus Glimmerblättchen von der Form eines Würfels, die auf einer verticalen Nadelfläche leicht balancirt ist. Wiederholte Versuche ergaben, dass der Würfel in der derjenigen entgegengesetzten Richtung rotirt, in welcher die beweglichen Flügel sich drehen müssen, dass somit die bewegenden Kräfte innere Kräfte sind. Es sei ebenso ausser Zweifel, dass bei Bestrahlung eine Uebertragung des Ueberschusses an kinetischer Energie von den der Qualität oder Form nach ungleichartigen Theilen des Apparates zu den gleichartigen mittelst gasiger Materie geschieht. Schliesslich bezeichnet der Verfasser die von O. E. Meyer gegebene Erklärung des Radiometers durch Luftreibung an den Rändern der Flügel als unstatthaft, weil sich aus derselben ergebe, dass der Würfel in gleicher Richtung mit den Flügeln sich drehen müsse. Gt.

IV. *Mach und Sommer. Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Explosionsschallwellen* (Wien. Ber. LXXV. p. 1—30. Separatabz.).

Die Abhandlung zeigt, dass die Luftbewegung, welche durch eine plötzliche Erschütterung entsteht, mit einer Geschwindigkeit sich fortpflanzt, die viel grösser als die Schallgeschwindigkeit ist und sehr bedeutend von der Stärke der Erschütterung abhängt. Die Verfasser haben in einer grossen Reihe von Versuchen die Interferenzstreifen benutzt, welche auf berussten Glasplatten entstehen und von Antolik als electrische Russfiguren beschrieben, von Mach u. a. durch Luftbewegung erklärt wurden. Wir übergehen hier die vorläufigen Versuche und die vielen in der Abhandlung beschriebenen Methoden, welche zu keinem befriedigenden Resultate führten, und greifen nur das Wichtigste heraus.

Bei einer Reihe von Versuchen durchschlug eine abgeschossene Pistolenkugel zwei in geringer Entfernung von einander aufgestellte Papierhülsen; die so entstandenen Lufterschütterungen wurden zu einem Kanal geführt, in welchem eine berusste Glasplatte lag; es entstand dann auf derselben eine scharfe, helle Linie an der Stelle, wo die beiden Verdichtungsstösse zusammentrafen. Die Geschwindigkeit der Kugel wurde durch ein ballistisches Pendel bestimmt. Man konnte so aus dem Abstand der beiden Papierhülsen, der Geschwindigkeit der Kugel und dem Ort des Interferenzstreifens die Schallgeschwindigkeit bestimmen. Betreffs der Ausführung ist noch Folgendes zu bemerken: Die Kapseln, welche von der Kugel durchschlagen wurden, bestanden aus zwei Holzklötzchen, die in der Richtung der Kugelbahn von zwei kurzen Kanälen mit kreisförmigem Querschnitt durchsetzt waren; eine seitliche Oeffnung führte zu dem Kanal, der die berusste Glasplatte enthielt. Beide Oeffnungen eines jeden Kanales waren mit Papier verklebt. Es entsteht also nicht nur eine Erschütterung, sondern es wird auch eine gewisse Luftmasse plötzlich mit einer Geschwindigkeit, gleich der-

jenigen der Kugel (190 Meter) in den Kanal gestossen. Die Verschiebung des Interferenzstreifens betrug zwischen 16.5 und 20.5 Ctm., die daraus berechnete Geschwindigkeit der Stosswelle zwischen 393 und 468 M. Den grössten möglichen Fehler bei der Bestimmung berechnen die Verf. auf 12 M.

Die Zuverlässigkeit der Bestimmungen der Kugelgeschwindigkeit mit dem ballistischen Pendel wurde in folgender Weise geprüft: Auf einer gemeinschaftlichen Axe von 1 M. Länge sassen zwei Pappscheiben von ungefähr 40 Ctm. Durchmesser; in möglichster Nähe der Pappscheiben stand je ein Papierschirm. Die Axe wurde in eine constante Rotation (16 Drehungen in der Secunde) versetzt und dann eine Kugel parallel der Axe durch beide Scheiben geschossen. Die Papierschirme machten die Beobachtungen unabhängig von der Abweichung der Kugel; die Winkelverschiebung der beiden Löcher in den Scheiben (25°) gab mit der bekannten Rotationsgeschwindigkeit zusammen ein Maass für die Zeit, welche die Kugel für 1 M. Weg gebrauchte. Die Geschwindigkeiten der Kugel, nach beiden Methoden bestimmt, waren bis auf 1—2 % gleich.

Um die Rotationsgeschwindigkeit der Axe constant zu erhalten und zu bestimmen, wurde ein akustisches Princip benutzt. Auf der einen Seite der Pappscheibe befand sich ein achteckiger Stern, dessen Contour weiss auf schwarzem Grunde gezeichnet war, und dessen Mittelpunkt in der Axe lag. Wurde die weisse Linie durch einen dem Radius der rotirenden Scheibe parallelen Spalt gesehen, so machte der so gesehene Punkt der Linie bei der Rotation der Scheibe für jede Umdrehung 8, denen eines Saitenpunktes, ähnliche Schwingungen; dieser scheinbar schwingende Punkt wurde im Spiegel einer schwingenden Lissajous'schen Gabel von 128 Schwingungen betrachtet; es entstand so eine Lissajous'sche Figur, die während einiger Secunden nahezu constant erhalten werden konnte, wenn die Scheibe mittelst eines schweren, nach dem Tact eines Metronomes gedrehten Schwungrades in Umlauf gesetzt war. Waren die scheinbaren Schwingungen des leuchtenden Punktes iso-

chron mit denen der Gabel (bei einer Drehung der Axe auf 8 Schwingungen der Gabel), so entstand eine ellipsenartige Figur; diese wurde immer hervorgebracht.

Um grössere Rotationsgeschwindigkeiten zu erzielen und Figuren zu bekommen, welche mit den bekannten, durch die Combination einfacher Schwingungen entstehenden, mehr übereinstimmen, haben die Verf. statt des Achtsternes eine Curve auf die Scheibe gezeichnet, die der Polargleichung $\varrho = a + b \sin 2\varphi$ entspricht; für $a = 0$ würde dieselbe einer 8 ähnlich sehen; dadurch, dass a einen Werth > 0 erhält, sieht sie einer Lemniscate ähnlich, und die scheinbaren Schwingungen finden nur am Rande der Scheibe statt; durch Analyse dieser Bewegung mit dem Spiegel der Gabel von 128 Schwingungen erhielt man bei 64 Drehungen der Axe pro Secunde eine Ellipse; die Geschwindigkeit konnte mehrere Secunden constant erhalten werden.

Die eine der beiden Scheiben wurde berusst. Der von einem Zündhütchen ausgehende Impuls wurde in zwei Holzkanäle von 1 Ctm. Breite, 3 Mm. Tiefe und von den resp. Längen 100 und 50 Ctm. geleitet. Die Mündungen der beiden Kanäle lagen dicht an der berussten Scheibe in demselben Radius; sobald die Erschütterungen austraten, erzeugten sie einen russfreien Fleck. Es ergaben sich so Geschwindigkeiten V für den Stoss in der Luft von 700 bis 730 Meter, mit einem grössten möglichen Fehler (Winkelabstand D der Fleckenmittelpunkte 16^0; 1^0 Fehler zugestanden) von 45 Metern.

Wurden die Impulse durch zwei Bleiröhren von 2 Mm. Weite und 100, resp. 50 Ctm. Länge zur Scheibe geleitet, so fand sich $V = 400$ bis 411 Meter ($D = 28^0$; möglicher Fehler $= 15$ Meter).

In einer anderen Reihe von Messungen liess man den Funken einer Leydner Flasche (2400 □Ctm. Belegung und 2 Ctm. Schlagweite) durch einen der rotirenden berussten Scheibe gegenüberstehenden Kupferdraht auf dieselbe bei A springen und durch einen zweiten ebenso angebrachten Draht bei B zur äusseren Belegung weiter gehen. Die Flasche wurde im geeigneten Moment

von einem grossen Ruhmkorff'schen Inductionsapparat geladen, indem der Beobachter den primären Stromkreis öffnete, und entlud sich dann in der angegebenen Weise. Die Punkte *A* und *B* liegen auf einer Sehne des Kreises; in der Mitte zwischen beiden würde bei ruhender Scheibe eine Interferenzlinie entstehen; bei rotirender (z. B. von *A* nach *B*) erscheint dieselbe näher an *A*. Die Zeit, welche die Scheibe braucht, um den Punkt, an welchem der Streifen entsteht, um die Grösse der Streifenverschiebung fortzubewegen, ist gleich der Zeit, welche der Schall von *A* braucht, um mit dem von *B* zusammenzutreffen, d. h. um die Hälfte des Abstandes *AB* zu durchlaufen, die Luft an der Scheibe dabei ruhend gedacht. Für *AB* = 72 Mm., fand sich die Streifenverschiebung 3 bis 3.7 Mm., und es fand sich *V* zwischen 440 und 490 Meter. — Da die an der Scheibe mitbewegte Luft hierbei einen Fehler veranlasst haben kann, so wurde die Versuchsanordnung etwas geändert. Der Entladungsfunken sprang von der Scheibe, deren Axe mit der inneren Belegung der Flasche verbunden war, an einer Stelle *S* zu einem Draht über, hinterliess in *S* eine Marke, schlug dann an einer zweiten Unterbrechungsstelle, welche im Inneren einer Röhre lag, über und ging nun zur äusseren Belegung. Die Mündung der Röhre lag der Rückfläche der rotirenden Scheibe, genau der Stelle *S*, gegenüber und befand sich 9 Ctm. von der Funkenstelle im Inneren der Röhre; der Oeffnung der Röhre gegenüber entstand an der Rückseite der Scheibe eine zweite Marke im Russ, welche bei den Versuchen um ca. 5^0 infolge der Rotation der Scheibe von der Marke bei *S* entfernt war. Die Genauigkeit ist nur gering, da ein Fehler von 1^0 auf 5^0 möglich ist; *V* fand sich zwischen 415 und 518 Meter. Hatte der von der zweiten Funkenstrecke ausgehende Schall, statt wie vorher 9, jetzt 31 Ctm. in einer Holzröhre zu durchlaufen, so fanden sich die Geschwindigkeiten 310, 340, 324, 310, 360 Meter. „Es scheint, dass die Geschwindigkeit der Funkenwellen schnell abnimmt und durch Leitung in Röhren, die bei längeren Wegen unvermeidlich ist, wenn man ein Resultat erhalten

will, sogar unter die gewöhnliche Schallgeschwindigkeit herabgedrückt werden kann."

Endlich wurden noch Beobachtungen mit dem Schlierenapparat angestellt. Zwei gleiche und gleich geladene Leydner Flaschen enthielten je zwei Unterbrechungsstellen; die der ersten mögen A_1 und B_1, die der zweiten A_2 und B_2 heissen. Die Stellen A_1 und A_2 lagen in der Flugbahn der Pistolenkugel; so konnten in B_1 und B_2 zwei Funken nach einem (durch den Abstand der Stellen A_1 und A_2 und die Geschwindigkeit der Pistolenkugel) bekannten kleinen Zeitintervall erhalten werden; B_2 diente als Illuminatorfunke (erschien später), B_1 als Wellenfunke und stand seitlich vom Linsenkopf des Schlierenapparates. Im Schlierenapparat bestimmte man, wie weit bis zum Augenblicke der Beleuchtung die Verdichtungswelle, die von B_1 ausging, sich von ihrem Ursprung aus fortgepflanzt hatte. Es fand sich $V = 398$ und 428 Meter.

Ausser den mitgetheilten Resultaten sei noch erwähnt 1) dass die Interferenzstreifen bei grösseren Verschiebungen sehr undeutlich werden, dass also wahrscheinlich verschieden hohe Töne, wenn dieser Ausdruck der Kürze halber einmal zugelassen wird, sich mit sehr verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen, und 2) dass die Geschwindigkeit des Schalles eines Funkens sich langsamer fortpflanzt in einer Richtung, parallel zu der des Funkens, als senkrecht gegen dieselbe. — Die Verf. glauben, dass es sich bei der Erscheinung um die von Riemann behandelten Verdichtungsstösse handele. Dass der Donner, überhaupt eine plötzliche Erschütterung, deren Bewegungsform man sich durch eine Function der Entfernung von der Ursprungsstelle multiplicirt mit e^{kt} dargestellt denken kann, sich unter der Annahme relativ kleiner Bewegungen benachbarter Schichten mit grösserer Geschwindigkeit als gewöhnlicher Schall fortpflanzen und sich mit dem Fortpflanzen gleichsam verlängern muss, hat auch Earnshaw (Phil. Mag. (4) XX.) gezeigt. Br.

. ***Schiötz.*** *Versuche über die scheinbare Anziehung und Abstossung zwischen Körpern, welche sich im Wasser bewegen* (Götting. Nachr. 1877. p. 291—310).

I. ***Bjerknes.*** *Zusatz zu dem vorstehenden Aufsatze* (l. c. p. 310—312).

Bjerknes hat auf theoretischem Wege gefunden (Ausıg in Königsbergers Repert. für Mathem. 1876. p. 264), dass ıgelförmige Körper, welche in einer incompressibeln Flüsgkeit periodische Volumenänderungen (Pulsationen) oder scillationen senkrecht gegen die mittlere Centrallinie ısführen, eine Kraft auf einander ausüben, welche als nziehung erscheint, wenn die Phase der beiden Kugeln eselbe, als Abstossung, wenn die Phase entgegengesetzt :. Die Kraftwirkung der Pulsationen ist umgekehrt proırtional dem Quadrate des Abstandes, die der Oscillaınen der vierten Potenz. Schiötz hat in Gemeinschaft t Bjerknes eine Reihe Versuche über den Gegenstand macht.

Ueber einem Aquarium aus Glasplatten von 840 Mm. nge, 375 Mm. Breite und 409 Mm. Höhe waren zwei ;en einander verschiebbare Rollen angebracht, über lche ein Faden lief, an dem zwei Kugeln aufgehängt ren. Hingen beide Kugeln gleich hoch über dem Wasser, l wurde dann der Faden abgebrannt, so fielen dieselben ichzeitig in das Wasser, tauchten unter, kamen gleichig wieder in die Höhe und führten so isochrone ıwingungen aus. Zwei Eschenholzkugeln (83 Mm. Durchıser, 220 Grm. Gewicht), die auf solche Weise in einem stand von 150 Mm. herabfielen, näherten sich bis zur ührung. Aehnliches zeigte sich auch bei Kugeln von cher Grösse, aber verschiedenem Gewichte, wenn beide gleicher oder verschiedener Höhe herabfielen oder h, wenn die eine auf dem Wasser schwamm.

Um Bewegungen von ungleicher Phase zu erhalten, de die eine der beiden Rollen auf dem Boden des sins angebracht, während die andere in der Luft blieb. Faden verband wieder beide Kugeln. Die in Luft

befindliche Kugel hing mit ihrem Centrum 10 bis 12 Mm. über dem Wasser, die andere 5 bis 10 Mm. unter dem Wasserspiegel. Die Wirkung war eine Abstossung, welche noch auf 150 Mm. Centralabstand zu bemerken war.

Die in diesen Versuchen beobachtete Wirkung kann mit herrühren von Pulsationen, indem von der eintauchenden Kugel allmählich ein Wasservolumen verdrängt wird. Um diese auszuschliessen zeigten die Verf., dass ein Kranz von Kugeln, welcher unter Wasser um eine Axe rotirte, auf einen zweiten, ebensolchen, conaxialen rotirenden Kugelkranz, welcher längs seiner Axe verschiebbar war, eine Anziehung ausübte,[1] mochte die Rotationsrichtung beider Kränze gleich oder entgegengesetzt sein; bei letzterer schien die Wirkung am grössten zu sein. Rotirte nur der Kugelkranz, welcher sich längs seiner Axe verschieben konnte, so wurde keine Wirkung bemerkt; rotirte der andere, so war sehr merkbare Anziehung vorhanden. Der Abstand der Kränze war in zwei Versuchen resp. 60 und 80 Mm. Je tiefer der Apparat unter Wasser war, desto bemerkbarer war die Anziehung. — Hebt man zwei Kugeln, welche tief unter Wasser neben einander hängen, schnell empor, so stossen beide an einander.

Um die Abstossung der in entgegengesetzten Phasen schwingenden Kugeln zu zeigen, war ein Pferdehaar, welches in sich zurücklief, um 2 Rollen geschlungen; die eine befand sich am Boden eines Cylinders von 600 Mm. Höhe und 105 Mm. Weite, die andere über der Oeffnung desselben. Der Abstand der beiden parallelen Theile des Pferdehaares betrug 21.5 Mm.; an diesen waren, ungefähr in der Mitte zwischen beiden Rollen, zwei Kugeln befestigt. Die obere Rolle und damit die beiden Kugeln wurden durch eine geeignet angebrachte Uebertragung in eine schnelle, oscillirende Bewegung versetzt. Die Amplitude der Oscillation der Kugeln war 4.5 Mm. Der Abstand der Kugeloberflächen (1.75 Mm.) wurde während der Oscillation wenigstens verdoppelt.

Ein oscillirender oder pulsirender Körper soll auf ruhende Körper eine Anziehung ausüben, welche aber von

höherer Ordnung als die umgekehrte vierte Potenz des Abstandes ist. Eine kleine Wachskugel von 13 Mm. Durchmesser wurde an einem Arm aus Messingdraht angebracht und unter Wasser in oscillirende Bewegung versetzt. Die Färbung einer auf die in Wasser schwingende Kugel gegossenen Flüssigkeit zeigte eine Strömung derselben an, welche in einer Linie, senkrecht gegen die Bewegungsrichtung, nach der Kugel hin gerichtet war, und hinter der Kugel ging eine lebhafte Strömung von ihr aus. Trotzdem wurden genäherte Körper, welche sämmtlich etwas schwerer als Wasser waren, angezogen, welche Lage sie auch gegen die schwingende Kugel hatten; nur mussten sie sehr nahe sein, wenn sie sich in der Bewegungsrichtung befanden. In den anderen Richtungen konnten sie bis 30 Mm. abstehen. — Die Oscillationen waren so schnell, dass man nicht mit dem Auge folgen konnte, die Amplitude ca. 10 Mm.; die Kugel befand sich 40 Mm. über dem Boden, 80 Mm. unter der Wasserfläche.

Ein Kautschukballon von 40 Mm. Durchmesser wurde mit seinem Hals an eine Glasröhre befestigt, deren anderes Ende in einen geschlossenen Kautschukschlauch endigte. Das Ganze war mit Wasser gefüllt. Durch einen periodischen Druck auf den Schlauch wurde der Ballon, welcher in einem Gefäss voll Wasser sich befand, in Pulsationen gebracht. In der Nähe eingetauchte Körper wurden langsam vom pulsirenden Ballon angezogen; waren die Pulsationen langsam, so bewegte sich ein Körper oscillatorisch gegen den Ballon, indem er bei jeder Dilatation sich etwas entfernte, bei der darauffolgenden Contraction sich etwas näherte, so jedoch, dass das ganze Resultat als Attraction erschien.

Bjerknes theilt mit, dass ein von ihm theoretisch abgeleitetes Resultat etwas von einem von W. Thomson (in einer Abhandlung von Guthrie, Phil. Mag. (4) XL) gefundenen abweiche. In einer Flüssigkeit von der Dichte q soll eine sehr kleine Kugel oscilliren in der Nähe einer grossen, anfangs ruhenden Kugel von der Dichte μ und dem Radius r; der Abstand der Mittelpunkte sei c, die

Oscillationen sollen in der Centralen stattfinden, die Amplitude sehr klein gegen c sein. Ist die Dichte der grossen Kugel grösser als die der Flüssigkeit, so findet Anziehung statt. Ist sie geringer ($\mu < q$), so tritt bei geringem Abstand c eine scheinbare Anziehung, bei grösserem eine Abstossung ein; für den kritischen Punkt findet Bjerknes, resp. Thomson:

$$\frac{r}{c} = \sqrt{1 - \sqrt[4]{\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\frac{\mu}{q}}} \text{ resp. } \frac{r}{c} = \sqrt{1 - \sqrt[5]{\frac{1}{3} + \frac{2}{3}\frac{\mu}{q}}}.$$

Bjerknes verweist noch als weitere Quellen auf eine Abhandlung von ihm, in den Verhandlungen bei der Zusammenkunft der scandinavischen Naturforscher in Christiania 1868 und auf eine Abhandlung, pulsirende Körper betreffend, „sur les mouvements simultanés des corps sphériques variables dans un fluide infini et incompressible", der Gesellschaft der Wissenschaften in Christiania am 15. Sept. 1871 vorgelegt. Br.

VII. ***Bjerknes.*** *Historische Bemerkungen über die Theorie der Bewegung eines oder mehrerer Körper von constanter oder veränderlicher Gestalt in einer incompressibeln Flüssigkeit; über die scheinbaren Kräfte, welche daraus entspringen, und die Versuche, welche sich daran anschliessen* (C. R. LXXXIV. p. 1222—1225; 1309—1312; 1375—1378; 1446; 1493—1496).

Der Verf. gibt eine Uebersicht über die Literatur; beginnend mit den Arbeiten von Dirichlet (1852) über die Bewegung einer Kugel in einer incompressibeln Flüssigkeit, Clebsch und Schering (1856), Hoppe (1854, Pogg. Ann.). Soweit er auf eigene Arbeiten kommt, werden wir die Verweise nachstehend geben. Er erwähnt, dass Thomson und Tait in ihrer theor. Physik (deutsche Ausgabe 1, p. 297), ohne Hülfe des Geschwindigkeitspotentials zu dem Resultate kommen, dass eine Kugel in einer Flüssigkeit von einer Wand angezogen wird, wenn sie sich parallel derselben,

dagegen abgestossen, wenn sie sich senkrecht gegen dieselbe bewegt; desgleichen, dass zwei Kugeln sich anziehen, wenn sie einander parallel und senkrecht gegen ihre Centrale sich bewegen. Daran reiht er eine Uebersicht der Resultate, welche in seiner 1868 erschienenen Abhandlung entwickelt sind (om den samtidige Bevegelse af kugelformige Legemer i et inkompressibelt Fluidum. Christania 1868. vgl. p. 608). Er geht aus von der Betrachtung einer einzigen Kugel von unveränderlicher Form und behandelt die Kräfte, welche auf ein flüssiges Theilchen wirken. Diese zerfallen in zwei verschiedene Klassen; die der ersten hängen ab von der dritten und vierten Potenz der umgekehrten Entfernung; die der zweiten Classe von der siebenten. Auch die Richtungen spielen eine Rolle und bringen trigonometrische Functionen in die Formeln hinein. — Die Erweiterung der Betrachtung auf zwei Kugeln findet unter der Voraussetzung statt, dass die Radien der Kugeln so klein gegen die Abstände derselben sind, dass höhere als die vierten Potenzen ihrer Quotienten vernachlässigt werden können; es wird eine einfache Superposition der Wirkungen angenommen. Die Masse eines Körpers, welcher der Wirkung eines andern unterworfen ist, wird scheinbar vergrössert; zu einer Kugel A kommt noch eine Kugelschale von Flüssigkeit, gleich der Hälfte der von A verdrängten Flüssigkeit. Die so gedachte Kugel heisse A'. — Die Richtung der auf den Kugelmittelpunkt wirkenden Kraft fällt mit der Richtung derjenigen Kraft zusammen, welche dort auf die Masseneinheit der Flüssigkeit wirken würde, wenn die Kugel nicht vorhanden wäre; die Grösse dieser ersten Kraft bekommt man, wenn man die letztere mit der fingirten Masse B' der Kugel B multiplicirt.

Es ergibt sich, dass die Kraft dritten Grades abhängt von der Beschleunigung, die vierten Grades von der Geschwindigkeit. Die erste Kraft ist vergleichbar mit derjenigen, welche ein in A angebrachter kleiner Magnet von einem in B befindlichen Nordpol erleiden würde; der Magnet in A ist so orientirt, dass seine Süd-Nordrichtung mit der Richtung der augenblicklichen Beschleunigung der

ersten Kugel zusammenfällt. Die zweite Kraft ist analog derjenigen, welche ein in A ebenso orientirter kleiner Magnet durch einen in B angebrachten nach der entgegengesetzten Richtung sehenden erleidet; die Richtung des letzteren bleibt ungeändert bei Aenderung der Geschwindigkeitsrichtung von A.

Endlich wirken die Kräfte momentan, von einander unabhängig (dies sind aber wohl willkürlich hereingetragene Annahmen?), ihre Grösse hängt nicht ab von dem Bewegungszustand des Körpers, auf welchen sie wirken, sie ist proportional dem Product der fingirten Massen, die Componenten sind partielle Differentialquotienten nach den Coordinaten von einer Function φ, welche der Laplace'schen Gleichung $\Delta\varphi=0$ genügt. — Aber: das Princip der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung gilt im allgemeinen nicht.

Der grösste Theil dieser Eigenschaften verliert sich, wenn man die Kräfte höherer Ordnung berücksichtigt.

Der Inhalt der historischen Bemerkungen ist, sofern er die Literatur des speciellen Problems betrifft, theilweise schon im Vorhergehenden referirt; wir entnehmen denselben noch folgende Verweise: Bjerknes, Götting. Nachr. 1873, 1874; Kirchhoff, Berl. Monatsber. 1869; Crelle J. LXXI; Mechanik; Clebsch, Crelle J. LXXI. Weitere Literaturverweise sind bei Dvorak, Pogg. Ann. CLVII. p. 42 enthalten. — Das in den C. R. mitgetheilte Experimentelle ist ausführlicher schon oben angegeben. Br.

VIII. ***E. Semmola.*** ***Ueber eine neue Methode, die Lage der Knoten und Bäuche der tönenden Pfeifen zu bestimmen*** (L'Elettricista I. p. 280—282).

Bekanntlich macht man gewöhnlich die Lage der Bäuche und Knoten dadurch sichtbar, dass man in der Pfeife eine kleine mit Sand bestreute Membran verschiebt und die Bewegungen des Sandes beobachtet. Da diese aber nur bis auf sehr geringe Entfernungen sichtbar sind, so kittet der Verfasser eine kleine Platinplatte auf die Mem-

bran, die selbst von einem Holzring getragen wird; an diesem ist unmittelbar über der ersten Platinplatte eine zweite befestigt, und beide sind durch Kupferdrähte mit den Enden der Umwindung des Electromagnetes eines electrischen Läutewerks verbunden. Sobald sich die Membran an Stellen der tönenden Pfeife, die Knoten entsprechen, befindet, wird das Läutewerk schweigen, sonst aber lebhaft tönen, so dass die Lage der Knoten leicht bestimmt werden kann. E. W.

IX. ***J. C. Woodward.*** ***Apparat zur Darstellung der Interferenz zweier ebener Wellen*** (Phil. Mag. (5) IV. p. 184—187).

Vor einem aufrecht stehenden Brette, *A* (3′ lang, 2′ breit, 1″ dick) sind die beiden aus starker Pappe oder dünnem Zinn ausgeschnittenen ebenen Wellen, *W* und *W′* in Rahmen über einander befestigt, die obere, *W′* mittelst zweier hinter dem Rücken von *A* zusammengefügter Klammern, *K*, so dass sie frei auf und nieder fallen kann. (Eine Beschreibung dieser auch in der Cowper'schen Presse angewandten Klammern befindet sich in Goodeve, Elements of Mechanism, 3. Aufl. p. 66.) Zwischen *A* und *W* und *W′* lässt sich mittelst einer Handhabe, *H* ein Mahagonibrett, *D* hinundherschieben, aus welchem von oben nach unten eine keilförmige Rinne geschnitten ist, in der ein anderes Brett, *E* sich frei vertical bewegen kann. An dem letzteren ist unten ein Rädchen, welches auf dem Rande von *W* ruht, in der Mitte eine Walze befestigt, die dem Rahmen der Welle *W′* zur Unterlage dient, und oben ist aus *E* eine Rinne gleich der in *D* geschnitten, in welcher sich noch ein Brett, *F*, unten mit einem auf dem Rande von *W′* ruhenden Rädchen, befindet. — Bei der horizontalen Bewegung von *D* läuft also das Brett *E* über alle Hebungen und Senkungen der Welle *W* hinweg und bewegt dabei die Welle *W′* auf und nieder, über deren Erhöhungen und Vertiefungen das an *F* befindliche Rädchen rollt. Oben

ist an F ein kleiner mit violetter Tinte gefüllter, durch einen Kork geschlossener Trichter, G befestigt, der in eine Röhre von einem Bruchtheil eines Millimeters Weite ausläuft. Das Ende derselben zeichnet auf einem ihm gegenüber auf A angesteckten Streifen Pappe, C die aus W und W' resultirende Welle, W'' auf. E. L.

X. *G. Govi. Ueber die Wärme, welche die Bewegung der Meteoriten durch die Atmosphäre entwickeln kann* (C. R. LXXXV. p. 451—454).

Der Geschwindigkeitsverlust eines Körpers, welcher eine Schicht der Atmosphäre durchläuft, ist nach Schiaparelli[1]) allein durch die Differenz der Drucke an den beiden Grenzen derselben und durch seine Anfangsgeschwindigkeit bestimmt. Hiervon ausgehend, berechnet der Verfasser mit Hülfe der Formel von Didion, Piobert und Morin über den Widerstand der Luft die Geschwindigkeit u_1 eines Meteoriten vom Radius r und vom Gewichte P, welcher mit der Geschwindigkeit u_0 senkrecht in die Atmosphäre eingetreten und bis zu einem Ort mit dem Barometerstande h gelangt ist:

$$u_1 = \frac{1}{x\left(\frac{1}{400} + \frac{1}{u_0}\right) - \frac{1}{400}}, \text{ wo } \log x = 373.081 \frac{g r^2}{P} h.$$

Z. B. für $g = 9.80604$ M., $r = 0.1$ M., $P = 14.66076$ Kilgr., also für einen Meteorstein von der Dichtigkeit 3.5 ergibt sich: $\log x = 2.4954005\, h$, und wenn man als mittlere Anfangsgeschwindigkeit eines Meteorsteins 50000 M. in der Secunde annimmt, findet man für: $h = 1, 10, 100, 760$ Mm., resp.: $u_1 = 28968, 5916, 506, 5$ M. Dies sind jedoch nur obere Grenzen der Werthe von u_1, da der Widerstand der Luft schneller als die Geschwindigkeit und ihre ersten Potenzen wächst, und die für denselben angewandte Formel nur für die Geschwindigkeiten der Artilleriegeschosse abgeleitet ist.

---

[1]) Rendic. Lomb. (2) I. p. 34

Die Wärmemenge, welche von dem Meteoriten durch den Verlust der Geschwindigkeit $(u_o - u_1)$ entwickelt wird, ist:

$$Q = \frac{AP}{2g}(u_o{}^2 - u_1{}^2), \text{ wo } A = \frac{1}{425}.$$

Für $h = 0.001$ Mm. z. B. ist $Q = 6413$, für $h = 1$ Mm. $Q = 2921317$ Calorien. Nach der von Luc und Laplace modificirten Halley'schen Formel ist in einer Höhe von 50 Kilm. über dem Meeresspiegel ca. $h = 1$ Mm., und dahin würde der Meteorstein, selbst wenn man der Höhe der Atmosphäre einen doppelten oder dreifachen Werth als den gewöhnlich angenommenen zuertheilen wollte, in höchstens 3—4 Secunden gelangt sein. Aus der ungeheuren Wärmemenge, die sich in so kurzer Zeit nicht über den ganzen Körper verbreiten kann, und die vordere Oberfläche zum hellen Glühen und Schmelzen erhitzt, erklärt sich, dass man auch sehr entfernte Meteoriten noch wahrnimmt.

E. L.

XI. ***J. Schuhmeister.*** ***Versuche über das Wärmeleitungsvermögen der Baumwolle, Schafwolle und Seide*** (Wien. Anz. 1877. Nr. XIX. p. 183—184).

Die Versuche wurden nach der Methode ausgeführt, welche Stefan bei seinen Untersuchungen über die Wärmeleitung in Gasen angewendet hat. Der Zwischenraum zwischen dem Luftthermometer und seinem äusseren Mantel zeigte immer ein grösseres Leitungsvermögen, wenn einer der drei untersuchten Stoffe eingebracht, als wenn er mit Luft oder auch Wassertoffgas allein gefüllt war. Bedeutet K das Leitungsvermögen eines Raumes, welcher in 1 Cc. Luft p Grm. Substanz (für mässige Werthe von p) enthält, s das spec. Gewicht und k das daraus nach einer Annäherungsformel berechnete Leitungsvermögen der letzteren, das der Luft $= 1$ gesetzt, so ergab sich:

für Baumwolle	$K = 1 + 7.3p$;	$s = 1.707$;	$k = 37$;
„ Schafwolle	$K = 1 + 2.8p$;	$s = 1.525$;	$k = 12$;
„ Seide	$K = 1 + 2.5p$;	$s = 1.498$;	$k = 11$.

E. L.

XII. ***R. Pictet.*** *Ueber die verschiedenen Arten der Krystallisation des Wassers und die Ursachen des verschiedenen Aussehens des Eises* (Arch. sc. phys. (2) LIX. p. 154—175).

Das durchsichtige und undurchsichtige Eis sind identische, nur ihrer Structur nach verschiedene Körper; der Verfasser hat die Bedingungen aufgesucht, unter denen sich die eine oder andere Eisart bildet. Mittelst einer Eismaschine hielt der Verfasser eine wässerige Glycerinlösung auf einer Temperatur unter 0°; in dieses nicht frierende Bad setzte er Eisenblechgefässe mit Wasser ein, dessen Erstarrung unter dem Einfluss des Kältebades er untersuchte.

Dabei ergaben sich folgende Resultate:

1) Bildet sich das Eis unter dem Einfluss mässiger Kälte, zwischen 0° und —1.5°, so ist es durchsichtig, wie das natürliche Eis. 2) Hat die abkühlende Flüssigkeit eine Temperatur unter —3°, so ist das Eis weisslich und von geringerer Dichte. Je grösser die Kälte, um so mehr nimmt die weissliche Farbe zu und die Dichte ab. 3) Die grösste Cohäsion besitzt das durchsichtigste Eis. 4) Die sämmtlichen Eisarten besitzen einen gleichen Schmelzpunkt und gleiche Schmelzwärme.

Die Ursachen für die Undurchsichtigkeit des Eises sind einmal kleine mechanisch eingeschlossene Luftblasen, deren Durchmesser zwischen $^1/_{100}$ und $^1/_2$ Mm. schwankt, ferner eine unregelmässige Anordnung der elementaren Eiskrystalle. Leitet man übrigens durch gefrierendes Wasser einen langsamen Luftstrom in Blasen, so erhält man nach Turrettini klares Eis, indem die grossen Blasen alle kleinen mit sich fortreissen; vielleicht werden zugleich durch den Luftstrom und die dadurch hervorgerufene Bewegung des Wassers die einzelnen Eiskrystalle bestimmt, sich einander parallel anzuordnen. E. W.

XIII. ***Fr. Rossetti. Ueber die Temperatur der Flammen*** (Gazz. chimica. It. VII. p. 422—429).

Zur Bestimmung der obigen Grösse, die bei der Erklärung des Leuchtens der Flammen von grossem Interesse ist, benutzte der Verf. ein Eisen-Platinthermoelement, das aus einem Platin- und einem Eisendraht von je $^3/_{10}$ Mm. Dicke und 40 Ctm. Länge bestand, die auf einer Länge von 2 Mm. um einander gewunden und an einander gepresst waren. Die Strecke, auf der sie sich berührten, wurde dann noch mit geschmolzenem Kaolin überzogen, während die freien Enden von dünnen Porzellanröhren umgeben waren. Die Graduirung wurde in der Weise vorgenommen, dass der Ausschlag bestimmt wurde, den das Thermoelement an einem Galvanometer gab, wenn es mit einem Kupfercylinder, der durch eine Reihe Flammen erhitzt wurde, verbunden wurde. Die Temperatur des Cylinders wurde dann durch Einsenken desselben in ein Calorimeter bestimmt.

Zunächst hat der Verfasser die Temperaturen der verschiedenen Stellen eines Bunsen'schen Brenners untersucht. Dabei ergab sich, dass zunächst in ein und derselben Schicht, mit Ausnahme des innersten dunkeln Kerns, die Temperatur sich nur wenig ändert. Bei einer Lampe ergab sich die Temperatur 1350° für die äussere Hülle, für die violette 1250°, für die blaue 1200°; während der Kern eine weit niedrigere Temperatur, die von den unteren Stellen nach oben zunahm, zeigte.

Verbrennt man Gemische von Leuchtgas und Kohlensäure, so beobachtet man nur einen inneren dunkeln Kern, der von einer blauen wenig leuchtenden Hülle umgeben ist. Die Temperaturen der betreffenden Flammen sind um so niedriger, je mehr indifferentes Gas (hier Kohlensäure) in dem Gemisch enthalten ist (eine Flamme von 2 Vol. Leuchtgas und 3 Vol. CO_2 besass eine Temperatur von 1000°, eine solche von 1 Vol. Leuchtgas und 3 Vol. CO_2 eine von nur 780°). Dasselbe trat übrigens auch ein, wenn man das Leuchtgas mit mehr und mehr Luft mischte. Weitere Resultate beabsichtigt der Verf. mitzutheilen. E. W.

XIV. *G. W. Hill. Empirische Formel für das Volumen atmosphärischer Luft* (The Analyst. IV. p. 98—107).

Der Verfasser schlägt folgende Formel für das Volumen V bei der Temperatur T und dem Drucke P vor:

$$V = \frac{K}{P}[1 + aP^{\beta} + (a' + a''P^{\beta})T],$$

wobei $a = -0.002565$, $a' = +0.0036445$, $a'' = +0.00001987$, $\beta = 0.64776$ und K eine von der Wahl der Einheiten abhängende Constante ist. Die obige Formel gibt die von Regnault erhaltenen Werthe recht gut wieder.

E. W.

XV. *Dahlander. Versuche über die Abkühlung von festen Körpern in Flüssigkeiten* (Öfvers k. Vetensk. Förhandl. 1876. Nr. 9. p. 29—58. [schwedisch]).

Der Verfasser hat die obigen Versuche in der Weise angestellt, dass er erhitzte Quecksilber- oder Alkoholthermometer in verschiedene Flüssigkeiten tauchte und die Abkühlungsgeschwindigkeit v bestimmte. Aus einer grossen Zahl von Versuchen ergaben sich die folgenden Resultate:

1) Setzt man das Abkühlungsvermögen des Wassers gleich 1, so wird bei den vom Verfasser benutzten Versuchsbedingungen das des Alkohols 0.58, das des Quecksilbers 2.07, das einer concentrirten Kupfervitriollösung 1.03, das einer concentrirten Kochsalzlösung 1.05 sein, indess bleiben diese Grössen nicht stets dieselben, sondern hängen von der Grösse des Temperaturüberschusses des Thermometers und der Gestalt desselben ab.

2) Die Schnelligkeit, mit der sich ein Körper in einer Flüssigkeit abkühlt, ist nahezu die gleiche, mag er sich nahe der Oberfläche oder nahe dem Grunde derselben befinden, doch ist sie etwas kleiner als sonst, wenn der Körper unmittelbar unter der Oberfläche angebracht ist.

3) Die Beschaffenheit der äusseren Oberfläche des sich abkühlenden Körpers hat nur geringen Einfluss.

Bezeichnet man den Temperaturüberschuss des sich abkühlenden Körpers mit x, die Abkühlungsgeschwindig-

keit mit v, und sind a und b zwei Constante, so ist sehr nahe:

$$v = ax + bx^2.$$

Für den Temperaturüberschuss x, den der Körper besitzt, nachdem eine Zeit t seit dem Eintauchen verstrichen ist, bei welchem derselbe x_0 war, ergibt sich:

$$x = \frac{1}{\left(\frac{1}{x} + \frac{b}{a}\right) e^{at} - \frac{b}{a}},$$

eine Formel, die bis zu 60° Temperaturüberschuss gültig ist.

Die Abkühlungsgeschwindigkeit wächst für denselben Körper und dieselbe Flüssigkeit mit steigender Temperatur der letzteren sehr beträchtlich. E. W.

XVI. ***M. Berthelot.*** *Ueber die Bildungswärme der Chlorsäure und chlorsauren Salze* (Ann. d. chim. et phys. X. p. 377—389).

XVII. ***J. Thomsen.*** *Ueber die Bildungswärme der Chlorsäure* (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1026—1027).

Bei Gelegenheit einer Untersuchung über explosive Stoffe hat Berthelot die Bildungswärme der Chlorsäure und einiger chlorsauren Salze bestimmt. Frühere Versuche von Favre, Frankland und Thomsen über denselben Gegenstand hatten wenig unter einander übereinstimmende Resultate ergeben. Berthelot's Methode ist im wesentlichen dieselbe wie die von Thomsen. Er hat 2.5 Grm. chlorsauren Baryt in einer abgewogenen Menge Wassers gelöst und hierauf in einem Calorimeter mit 100 Cc. einer mässig concentrirten wässerigen Lösung von schwefliger Säure versetzt. Es findet dann folgende Umsetzung statt:

$$ClO_6Ba + 6SO_2 + Aq = SO_4Ba + HCl + 5SO_4H_2 + Aq.$$

Die dabei entwickelte Wärmemenge, berechnet auf die Aequivalentgewichte, ist im Mittel aus 5 Bestimmungen 214300 Cal. Zieht man hiervon die Wärmemenge ab, welche nach anderweiten Bestimmungen freiwird bei der

Einwirkung von Schwefelsäure auf chlorsauren Baryt = 4600 Cal., so erhält man diejenige, welche sich bei der Reduction der Chlorsäure mittelst schwefliger Säure entwickelt, zu 209700 Cal.

Thomsen fand sehr angenähert dieselbe Zahl, nämlich 206300 Cal.

Berthelot hält sein Resultat für das zuverlässigere, weil er bei seiner Untersuchung von einem krystallisirten Körper ausgegangen sei, den er genau habe analysiren und wägen können, während Thomsen eine titrirte wässerige Lösung von Chlorsäure zu seinem Versuche benutzt habe.

Thomsen bemerkt dagegen, dass er gleichfalls vom chlorsauren Baryt ausgegangen sei. Der einzige Unterschied zwischen seinem Verfahren und dem Berthelot's sei der, dass von letzterem die Zersetzung des chlorsauren Baryts durch die sich bei der Reduction mittelst schwefliger Säure bildende Schwefelsäure vollzogen worden sei, während er den chlorsauren Baryt vor dem Versuch mittelst Schwefelsäure zersetzt habe.

Uebrigens ergibt ein Vergleich der Zahlen, zu denen beide Autoren für die einzelnen bei dem obigen Processe auftretenden Reactionen gelangt sind, nur geringe Differenzen. Es war:

			Thomsen.	Berthelot.
Bildungswärme	Chlorsäure	ClO_3H, Aq	+23940 Cal.	22500 Cal.
	chlors. Kali	ClO_3K	+95800 „	94600 „
Zersetzungswärme	Chlorsäure	$ClO_3H, Aq = HCl + Aq + O_3$	+15380 „	+16800 „
	chlors. Kali	$ClO_3K = KCl + O_3$	+ 9760 „	+11000 „
Neutralisationswärme	Chlorsäure mit Baryt	$(BaOH, Aq) + (2ClO_3H, Aq)$	+28050 „	+27600 „

Bezüglich der unterchlorigen Säure berichtigt Thomsen einen Irrthum Berthelot's. Nach Thomsen's Abhandlung XIV[1]) ist:

$$(Cl_2O) = -18040 \text{ Cal.}, \quad Cl_2O\,Aq = -8600 \text{ Cal.},$$

während Berthelot die Zahlen —15200 und —5800 Cal. benutzt hat. Ldg.

[1]) Kolbe J. (2) XI. p. 136.

XVIII. **S. Kern.** *Ueber einige neue Untersuchungen an dem Metall Davyum* (Chem. News. XXXVI. p. 114).

XIX. — *Ueber das Spectrum des Davyum* (l. c. p. 155).

XX. — *Davyum* (l. c. p. 159).

Zunächst führt der Verfasser eine Reihe chemischer Eigenschaften des obengenannten, aus den Platinrückständen gewonnenen neuen Metalles an.

Sein Atomgewicht ergab sich zu etwa 154.

Seine Dichte war bei 24° etwa 9.39.

Für das Doppelchlorid des Davyum und Natrium ergaben sich bei verschiedenen Temperaturen t folgende Löslichkeiten in 100 Theilen Alkohol und Wasser:

t	0°	20°	40°	70°	78.3°	100°
Alkohol	0.05	0.08	0.10	0.07	0.06	—
Wasser	0.09	0.11	0.14	0.10	—	0.08

Endlich hat der Verfasser noch das Spectrum des Davyum untersucht, indem er zwischen Kohlenelectroden, die mit dem Pulver des Metalles bedeckt waren, den electrischen Funken überspringen liess; es zeigten sich die den folgenden Theilstrichen der Scala entsprechenden Linien: 24.3, 31.6, 32.5, 36.6, 37.3, 40.0, 53.0, 54.5, 55.3, 84.0, 84.8, 92.0, 92.5, 93.3, 93.6, 116.5, 122.0, 135.3, 150.0, 157.0, 157.5, 160.3.

Den Fraunhofer'schen Linien entsprachen die folgenden Punkte: 17.3 (A), 22.6 (a), 28.0 (B), 34.0 (C), 50.0 (D), 71.0 (E), 75.4 (b), 90.0 (F), 127.5 (G), 162.0 (H), 166.0 (H_1).

E. W.

XXI. **J. Forster und K. Fritsch.** *Das Brachyteleskop* (Wien).

Dasselbe besteht aus einem grossen Concavspiegel, der gegen die Ocularlinse unter einem bestimmten Winkel geneigt ist, und der die von dem Gegenstand ausgesandten Strahlen convergirend einem kleinen schwach convexen Spiegel zuwirft; der letztere bewirkt, dass das Bild erst

hinter dem grossen Spiegel zu Stande kommt. Dasselbe wird durch ein kurzes astronomisches Ocular betrachtet.

E. W.

XXII. ***Cazin.*** ***Ueber das Spectrum des electrischen Funkens in comprimirten Gasen*** (C. R. LXXXIV. p. 1151—1154).

XXIII. ***Wüllner.*** ***Ueber das Spectrum des electrischen Funkens in comprimirten Gasen*** (C. R. LXXXV. p. 280—281).

Auf Grund seiner Untersuchungen spricht Herr Cazin den Satz aus:

Der electrische Funke verhält sich in der eigentlichen Funkenstrecke wie eine gewöhnliche (Kohlenwasserstoff-) Flamme. In beiden Lichtquellen treten neben den Gastheilchen, welche Linienspectren erzeugen, auch feste und flüssige Partikel mit continuirlichem Spectrum auf. Die Beimengung der letzteren, die von den Electroden und Röhrenwänden herrühren, nimmt mit vermehrtem Drucke zu, so dass endlich die Linienspectren auf dem hellen continuirlichen Grunde ganz verschwinden. In der sogen. Aureole dagegen fehlen die festen Theilchen; sie ist der blauen Flammenbasis zu vergleichen.

Cazin schloss das Gas (Stickstoff) in eine Art Quecksilber-Piezometer ein, die Electroden waren von Platin.

Von zwei Atmosphären Druck an waren die bekannten Cannelirungen, sowie alle Stickstofflinien bis auf 6 verschwunden. Bei 10 Atmosph. blieben nur die Linien $\lambda = 567$ und $\lambda = 500$, sowie eine sehr helle Linie $\lambda = 424$, die erst von 5 Atmosph. an wahrgenommen wurde und nach Cazin dem Stickstoff angehören soll. Diese Linien nebst den anfangs bei gewöhnlichem Drucke nicht sichtbaren, bei Wiederholung aber immer auftretenden Natriumlinien, und von 15 Atmosph. an auch einige Platinlinien blieben bis zu 40 Atmosph. Druck.

Wesentlicher als diese Beobachtungen, die den vom Verfasser aufgestellten Satz, nur soweit er Ausdruck von

Thatsachen ist, bestätigen können, dürfte die versprochene Fortsetzung derselben auf photographischem Wege sein. Cazin hat bereits durch vorläufige Versuche die vollkommene Durchführbarkeit dieser so viel sicherere Resultate liefernden Methode unzweifelhaft gemacht.

Von den sonst mitgetheilten experimentellen Einzelheiten sei hier erwähnt, dass der Funke bei 30 Atmosph. Druck in Luft reichliche Dämpfe von Untersalpetersäure entwickelt.

Hr. Wüllner verwahrt sich gegen die Behauptung Cazin's, die Entstehung eines continuirlichen Spectrums sei bisher allerseits auf eine immer zunehmende Verbreiterung der hellen Linien zurückgeführt worden. In der That hat sich dieser Vorgang nach den von Wüllner publicirten Arbeiten nur für den Wasserstoff und in einigen Theilen des Sauerstoffspectrums ergeben. Das von Cazin am Stickstoff beobachtete Phänomen des Verschwindens der hellen Linien auf continuirlichem Grunde zeigten dagegen namentlich Verbindungen des Kohlenstoffs, besonders Kohlensäure. Da Wüllner am Stickstoffe aber gerade eine dritte Art Spectrum (continuirlicher Grund mit sichtbar bleibenden hellen Linien) erhalten hat, so scheint ihm das abweichende Ergebniss der Cazin'schen Versuche durch die höheren Druckgrössen, die bei diesen zur Anwendung kamen, erklärlich; dann würde sich die dritte Klasse von Spectren auf die zweite zurückführen lassen.

Zn.

XXIV. ***S. P. Langley.*** *Vorschlag zu einer neuen spectralanalytischen Methode* (Sill. J. (3) XIV. p. 140—146).

Auf diese ausführlichere Darstellung der Vorarbeiten für eine noch durchzuführende Untersuchung, die bereits nach einem Auszuge in den Comptes rendus besprochen worden ist (Beiblätter I. p. 471), möge hier deswegen aufmerksam gemacht werden, weil dieselbe über die Schwierigkeit derartiger Arbeiten und über das sonstige experimentelle Detail manche werthvolle Mittheilung enthält.

Zn.

XXV. *G. Govi. Ueber die Undurchsichtigkeit des glühenden Eisens und Platins* (C. R. LXXXV. p. 699—702).

Aus früheren Versuchen (C. R. LXIV. p. 778—779) schien hervorzugehen, dass die obigen Metalle in glühendem Zustande Licht hindurchliessen, eine Ansicht, die Govi widerlegt hat. Er projicirte dazu das Bild einer hellerleuchteten Spalte oder runden Oeffnung auf einen Schirm und brachte zwischen Schirm und Oeffnung die zu untersuchenden Platten von verschiedenen Dicken, die durch mit Sauerstoff gemengtes Leuchtgas zum Weissglühen erhitzt wurden; dabei befand sich die Gasflamme stets auf der von dem Schirm abgewandten Seite der Platte. Wie weit aber auch die Erhitzung gesteigert werden mochte, niemals konnte nach dem Zwischenbringen der Platte eine Spur eines Bildes der Oeffnung auf dem Schirm entdeckt werden. Es war dies auch dann nicht der Fall, wenn durch eine erste Linse ein kleines Bild der Lichtquelle auf die Platte geworfen und dieses Bild durch eine zweite Linse aufgefangen wurde, die auf dem Schirm zugleich ein Bild der Platte und der Lichtquelle hätte geben müssen.

E. W.

XXVI. *E. Beltrami. Ueber die experimentelle Bestimmung der electrischen Dichtigkeit auf der Oberfläche von Leitern* (Cimento (3) I. p. 215—233).

In Anbetracht, dass die Coulomb'sche Bestimmungsweise der electrischen Dichtigkeit mittelst der Probescheibe ungenau ist, weil das Verhältniss der electrischen Dichtigkeiten für verschiedene Krümmungen des untersuchten Körpers ein anderes sein muss, hat bereits Maxwell (Treat. on Electr. a. Magn. Nr. 224) die Anwendung einer kleinen Halbkugel vorgeschlagen und für den Fall, dass der zu prüfende Körper sphärisch sei, das Verhältniss der Dichtigkeiten bestimmt.

Der Verfasser erörtert denselben Fall unter der weiteren Annahme, dass dabei auch noch ein äusserer Punkt inducirend wirke.

1) Zunächst werden die Formeln entwickelt für die Vertheilung von freier Electricität auf einer Doppelcalotte, welche entsteht, wenn sich zwei Kugeloberflächen rechtwinklig schneiden.

Gehört zur Calotte, $\mathfrak{A}$ der grösseren Kugel (A) der Radius α und zur Calotte, $\mathfrak{B}$ der kleineren (B) der Radius β, während C den Mittelpunkt und γ den Radius der Trennungsfläche beider Calotten, f dagegen den gegenseitigen Abstand der beiden Kugelmittelpunkte A und B bedeutet, so genügt die Potentialfunction:

$$V = \frac{\alpha}{r'} + \frac{\beta}{r''} - \frac{\gamma}{r'''} = 1$$

der Bedingung des electrischen Gleichgewichtes. Dabei sind r', r'', r''' die aus den Centren A, B, C an einen und denselben beliebigen Punkt der Oberfläche gezogenen Radien Vectoren. Die Ladung, E auf der ganzen Doppelcalotte ist dann:

$$E = \alpha + \beta - \gamma.$$

Der Theil, $E_{\mathfrak{B}}$ dieser Ladung, welcher auf $\mathfrak{B}$ angehäuft ist, wird gefunden durch Ermittelung der Werthes von $\frac{1}{4\pi}\int \frac{dV}{dr''} d\mathfrak{B}$:

$$E_{(\mathfrak{B})} = \frac{(f-\alpha)(2\alpha + \beta + f)}{2f}.$$

Der Theil $E_{(A-\mathfrak{A})}$ derselben Ladung, welcher sich auf der von $\mathfrak{B}$ bedeckten Fläche der grösseren Kugel (A) anhäufen würde, wenn $\mathfrak{B}$ nicht vorhanden wäre, ist der entsprechende Theil der Gesammtladung, also:

$$E_{(A-\mathfrak{A})} = \frac{(f-\alpha)(\alpha + \beta - \gamma)}{2f}.$$

Daraus resultirt das Verhältniss:

$$\frac{E_{(\mathfrak{B})}}{E_{(A-\mathfrak{A})}} = \frac{2\alpha + \beta + f}{\alpha + \beta - \gamma}.$$

Ersetzt man γ und f durch ihre Werthe aus den Gleichungen $f\gamma = \alpha\beta$ und $f^2 = \alpha^2 + \beta^2$, so kann man dasselbe, da $\beta < \alpha$, nach steigenden Potenzen von $\frac{\beta}{\alpha}$ entwickeln. Dann ergibt sich:

$$\frac{E_{(\mathfrak{B})}}{E_{(A-\mathfrak{A})}} = 3 + \frac{\beta}{\alpha} + \frac{\beta^2}{2\,\alpha^2} - \frac{3\,\beta^3}{\alpha^3} + \ldots\ldots$$

Ist β sehr klein gegen α, so wird die Calotte $\mathfrak{B}$ nicht wesentlich von einer Halbkugel abweichen; das Verhältniss der Electricitätsmenge auf letzterer zu derjenigen auf der von ihr bedeckten Fläche vor der Bedeckung wird dann der Zahl 3 oder der ganzen Halbkugeloberfläche, dividirt durch ihre Grundfläche sehr nahe kommen.

2) Hierauf werden die Formeln für die electrische Vertheilung entwickelt, wenn ein äusserer Punkt O mit der Electricitätsmenge $+1$ auf die Oberfläche influenzirend einwirkt.

Es ergibt sich, dass die Potentialfunction:

$$W = \frac{1}{r} - \frac{\alpha}{a}\,\frac{1}{r'} - \frac{\beta}{b}\,\frac{1}{r''} + \frac{\gamma}{c}\,\frac{1}{r'''} = 0$$

der Bedingung des electrischen Gleichgewichts auf der (nunmehr als abgeleitet zu denkenden) Doppelcalotte genügt; wobei r, r', r'', r''' die Radien Vectoren aus den Punkten O, A_1, B_1, C_1 nach einem Punkt ihrer Oberfläche und a, b, c die respectiven Abstände der Punkte A, B, C von O bezeichnen, während A_1, resp. B_1 der Mittelpunkt der Kreislinie, welche von den Berührungspunkten aller an die grössere, resp. an die kleinere Kugeloberfläche aus O gezogenen Tangenten gebildet wird, dagegen C_1 der Schnittpunkt von $A\,B_1$ mit $A_1\,B$ ist. Die gesammte auf der Oberfläche inducirte Electricitätsmenge ist dann:

$$E' = -\left(\frac{\alpha}{a} + \frac{\beta}{b} - \frac{\gamma}{c}\right).$$

Nun wird der einfachere Fall gesetzt, dass O auf der geradlinigen Verlängerung von B über A hinaus gelegen ist. Gesucht wird dann wieder der Theil $E'_{(\mathfrak{B})}$ der Ladung E', welcher auf $\mathfrak{B}$ und der Theil $E'_{(A-\mathfrak{A})}$, welcher auf der von $\mathfrak{B}$ bedeckten Fläche, falls die grössere Kugel allein vorhanden wäre, sich anhäuft. Nach Ermittelung der betreffenden Werthe ergibt sich:

$$\frac{E'_{(\mathfrak{B})}}{E'_{(A-\mathfrak{A})}} = 1 + \frac{a\beta\,(f-\alpha+\beta)}{bcf\left(\frac{a+\alpha}{r_0} - 1\right)} + \frac{a\beta^2}{bcf},$$

wo:

$$E'_{(A-\mathfrak{A})} = -\frac{a-\alpha}{2a}\left(\frac{a+\alpha}{r_0}-1\right).$$

Es bedeutet hier r_0 den Radius Vector von O an einen Punkt des Berührungskreises der beiden Calotten. — Wird jetzt die Bedingung eingeführt, dass $\frac{\beta}{\alpha}$ ein sehr kleiner Bruch sei, das Binom $(\sqrt{\alpha^2+\beta^2}=f)$ nach steigenden Potenzen von β entwickelt, für $\left(\frac{a+\alpha}{r_0}-1\right)$ mit geringer Vernachlässigung $\frac{a\beta^2}{2f(a+\alpha)^2}$ genommen und berücksichtigt, dass: $b=a+\alpha+\frac{\beta^2}{2\alpha}+\ldots$, so wie: $c=a+\alpha-\frac{\beta^2}{2\alpha}+\ldots$ gesetzt werden kann, so findet man nach den nöthigen Substitutionen und Reductionen bei Vernachlässigung aller höheren Potenzen von β:

$$\frac{E'_{(\mathfrak{B})}}{E'_{(A-\mathfrak{A})}} = 3+\frac{\beta}{\alpha}.$$

Sucht man bei derselben Anordnung dagegen das Verhältniss der Ladung auf der Calotte $\mathfrak{A}$ zu der Ladung, welche die von ihr auf der Kugel (B) bedeckte Fläche haben würde, wenn $\mathfrak{A}$ nicht vorhanden wäre, so findet man:

$$\frac{E'_{(\mathfrak{A})}}{E'_{(B-\mathfrak{B})}} = 1+\frac{b\alpha(f+\alpha-\beta)}{acf\left(1-\frac{b-\beta}{r_0}\right)}-\frac{b\alpha^2}{acf},$$

wo:

$$E'_{(B-\mathfrak{B})} = -\frac{b+\beta}{2b}\left(1-\frac{b-\beta}{r_0}\right).$$

Nimmt man dann α sehr klein, sowohl gegen β (so dass $\mathfrak{A}$ jetzt die Probehalbkugel wird) als auch gegen a — da die Betrachtungen nur gelten, wenn O der Probehalbkugel nicht nahe liegt — so findet man nach den nöthigen Substitutionen und Vernachlässigungen analog wie vorher:

$$\frac{E'_{(\mathfrak{A})}}{E'_{(B-\mathfrak{B})}} = 3+\frac{\alpha}{\beta}.$$

Also sowohl auf der dem inducirenden Punkte zunächst, als auch auf der ihm entferntest gelegenen Stelle einer grossen Kugel nähert sich das Verhältniss der durch die Probehalbkugel entnommenen Electricitätsmenge zu der

ihrer Grundfläche auf der Kugel entsprechenden dem Grenzwerthe 3.

Dass dieser Grenzwerth derselbe bleibt, wenn ausser der inducirten Ladung auch noch freie Electricität sich auf der zu untersuchenden Kugel befindet, folgt aus den ersten Betrachtungen.

Für die experimentelle Anwendung empfiehlt es sich, der Grundfläche der kleinen Probehalbkugel eine leichte concave Krümmung zu geben. W. F.

XXVII. ***R. O. Peirce. Jr. Neue Methode zur Bestimmung des Widerstandes einer Batterie*** (Proc. Amer. Acad. (4) IV. p. 140—142).

Die Batterie vom Widerstand B wird durch einen Draht vom bekannten Widerstand r und ein Galvanometer vom bekannten Widerstand G geschlossen. Ein Pol der Batterie wird durch einen Rheostat erst mit dem einen, dann mit dem anderen Ende von r verbunden, so dass derselbe einmal eine Brücke zur Batterie, dann zum Galvanometer bildet. In beiden Fällen wird durch Veränderung der Rheostatenlänge auf die Werthe S und s die Ablenkung des Galvanometers auf die gleiche gebracht. Dann ist:

$$B = \frac{r \,.\, G}{(r + G)\frac{s}{S} - G}.$$

Da der Strom die Batterie stets durchfliesst, so ist die Polarisation von Einfluss. Zur Bestimmung von B sind 4 Constante zu messen. G. W.

XXVIII. ***R. O. Peirce. Jr. Neue Methode zur Vergleichung der electromotorischen Kräfte zweier Batterien und Messung ihres inneren Widerstandes*** (Proc. Amer. Acad. (4) IV. p. 137—140).

Die einen ungleichnamigen Pole, A_1, B_2 der Batterien $A_1\,B_1$ und $A_2\,B_2$ werden durch einen Draht von kleinem

Widerstand, r, die anderen, A_2, B_1 durch eine zwei Rheostaten, R_1 und R_2 enthaltende Schliessung verbunden. Die Verbindungsstelle von R_1 und R_2 wird durch eine das Galvanometer enthaltende Brücke vom Widerstand C mit A_1 vereint. Sind die electromotorischen Kräfte der Batterien E_1 und E_2, ihre Widerstände B_1 und B_2, und stellt man die Rheostaten so, dass kein Strom durch die Brücke fliesst, so ist:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{B_1 + R_1}{r + B_2 + R_2}.$$

Bei dreimaliger Wiederholung des Versuches erhält man drei Gleichungen, aus denen auch B_1 und B_2 eliminirt und abgeleitet werden können.

Da hierbei ein starker Strom durch R_1 und R_2 fliesst und beide erwärmt, kann auch B_1 und A_2 durch eine Nebenschliessung vom Widerstand C_0 verbunden werden. Dann ist:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{B_1(S + R_1 + R_2) + R_2 S}{(r + B_2)(S + R_1 + R_2) + R_2 S}.$$

Da der Strom in den Batterien nicht auf Null reducirt wird, ist die Polarisation nicht ausgeschlossen; auch ist zur Bestimmung des Verhältnisses $E_1 : E_2$ die Kenntniss einer relativ grossen Anzahl von Constanten erforderlich. G. W.

XXIX. ***Henri Becquerel.*** *Experimentelle Untersuchungen über die magnetische Drehung der Polarisationsebene* (Ann. d. Chim. (5) XII. p. 5—87).

Eine Reihe der wesentlichsten Resultate dieser Arbeit, so wie die Beobachtungsmethode, ist schon Pogg. Ann. Ergbd. VII. p. 171 und Beibl. I. p. 55 mitgetheilt. Zur Ergänzung fügen wir Folgendes bei.

Die Beobachtungen geschahen, indem das durch ein Nicol'sches Prisma polarisirte Licht einer Natrium-, Thalliumflamme oder einer durch rothes Glas von den gelben Strahlen befreiten Lithiumflamme durch die zwischen den durchbohrten Halbankern eines starken Electromagnetes befindliche Substanz und dann durch ein Jellet'sches Pola-

riskop geleitet wurde. Es wurde stets die Summe der positiven und negativen Drehungen bei alternirender Stromesrichtung gemessen. Um dabei auch die durch verschiedene Umstände, z. B. Erwärmung bedingten Aenderungen der Drehung zu bestimmen, wird vor den einen Halbanker ein System von zwei, eine planparallele Glasplatte darstellenden Keilen von schwerem Glase, resp. noch vor den anderen Halbanker ein planparalleles Stück schweres Glas gestellt, so dass die in ihnen durch den Magnet hervorgerufene entgegengesetzte Drehung die Drehung in der Substanz zwischen den Halbankern compensirt. Wird dann z. B. letztere erwärmt, so tritt die Aenderung der Drehung hervor.

Die Flüssigkeiten waren meist in Trögen von 25 Mm. Länge enthalten.

Da einzelne der neuerdings gegebenen Zahlen von den früheren wesentlich abweichen, so stellen wir in der folgenden Tabelle, in der R die magnetische Drehung, n den Brechungsindex bezeichnet, $v = \frac{R}{n^2(n^2-1)}$ ist, alle Resultate zusammen:

Gelbes Licht.

Substanz	Magnet. Drehungsvermögen R	Brechungsindex n	$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$
HNO_3, rauchend	0.206	1,4010	0.109
H_2SO_4	0.247	1.4284	0.116
$H_2SO_4 + 3H_2O$	0.286	1.4054	0.149
HNO_3	0.291	1.3740	0.177
CH_3OH	0.253	1.3530	0.166
C_3H_7OH	0.279	1.3836	0.160
C_4H_9OH	0.294	1.3934	0.161
$C_5H_{11}OH$	0.311	1.4046	0.162
$CHCl_3$	0.380	1.4520	0.163
CH_3Cl	0.404	1.4580	0.169
C_8H_{10} (Xylol)	0.525	1.4932	0.194
C_7H_8	0.575	1.4928	0.210
C_6H_6 (Benzol)	0.636	1.4998	0.226

Substanz	Magnet. Drehungsvermögen R	Brechungsindex n	$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$
Geschm. S (114°)	1.904	1.9290	0.188
Phosphorsubsulfid	2.592	2.0661	0.186
H_2S_2 (unrein)	1.743	1.8850	0.192
S_2Cl_2	0.984	1.6460	0.212
SCl_2	0.932	1.6190	0.219
CCl_4	0.761	1.5620	0.216
$SiCl_4$	0.444	1.4090	0.227
PCl_3	0.651	1.5080	0.225
Geschmolzener P (33°)	3.120	2.0740	0.220
CS_2	1.000	1.6249	0.231
$AsCl_3$	1.000	1.6006	0.250
$AgNO_3$, concentr. Lösung	0.424	1.4580	0.177
$Bi(NO_3)_3$ conc. saur. Lös.	0.452	1.4590	0.187
H_2O	0.308	1.3340	0.222
K_2CO_3, concentr. Lösung	0.464	1.4230	0.223
Bas. essigs. Blei, conc. Lös.	0.375	1.3670	0.231
$MgCl_2$, concentr. Lösung	0.519	1.4300	0.243
HCl „ „	0.490	1.4071	0.252
$SbCl_3$, saure „	0.660	1.4550	0.279
verdünnt	1.435	1.6959	0.266
Dasselbe, käuflich	0.703	1.4600	0.291
$SbCl_5$	1.656	1.5910	0.427
$BiCl_3$, in HCl gelöst	1.205	1.5640	0.346
KJ, concentrirte Lösung	0.801	1.4482	0.349
$SnCl_4$	1.035	1.5060	0.359
$SnCl_2$ in H_2O	1.125	1.5272	0.362
Geschmolzene Substanzen:			
$Na_2B_4O_7$	0.405	1.5010	0.143
Bleiborat I.	1.405	1.7800	0.204
„ II.	1.439	1.7800	0.209
Glas Nr. 8, Kron-	0.481	1.5260	0.155
„ Nr. 6, Flint-	0.771	1.5790	0.207
„ Nr. 7, Flint-	0.987	1.6140	0.234
Schweres Flint I.	1.360	1.7200	0.233
„ „ II.	1.533	1.7650	0.234

Substanz	Magnet. Drehungs-vermögen R	Brechungs-index n	$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$
Einfach brechende krystallisirte Körper:			
K Cl (Sylvin)	0.672	1.4830	0.255
Na Cl	0.843	1.5430	0.256
Ca Fl_2, weiss I.	0.207	1.4332	0.095
„ „ II.	0.234	1.4332	0.108
Blende	5.295	2.3690 (Fizeau)	0.204
Spinell (Chrom-)	0.496	1.7150	0.087
Diamant (O)	0.301	2.4200	0.010

Rothes Licht.

Rothe Linie von Lithium (B für Selen).

Substanz.	Magnet. Drehungs-vermögen R	Brechungs-index n	$\frac{R}{n^2(n^2-1)}$
CS_2	1.000	1.6120 Li	0.240
Cu_2O kryst.	14.060	2.8490 Li (Fizeau)	0.241
Schwefelbromid	1.942	1.7630 Li	0.312
Brom	1.960	1.6160 Li	0.465
Selenchlorid	2.408	1.8070 Li	0.330
Selen	10.960	2.6550 B	0.255

Während also die Drehungen selbst im Verhältniss von 1:70 sich ändern, liegt das Verhältniss v nur zwischen 0.11 und 0.46 (1:4); es ist bei sehr heterogenen Stoffen, Wasser, Schwefelkohlenstoff, Phosphor, Blende, Selen, Kupferoxydul nahe gleich (0.2—0.24); bei den stark sauerstoffhaltigen Säuren etwa 0.11; bei den Alkoholen, CCl_4, Chloroform etwa 0.16; bei den Schwefelverbindungen 0.188; bei den Phosphorchlorverbindungen 0.22. Bei Brom, den Zinn-, Antimon-, Wismuthverbindungen ist es viel grösser; bei den Lösungen steht es zwischen den Werthen für das Lösungsmittel und den gelösten Stoff und wächst mit der Menge des letzteren. Es ist nament-

lich für die stark diamagnetischen Stoffe gross; kleiner wird es in den Sauerstoffverbindungen derselben. — Im ganzen soll also die Drehung der Polarisationsebene für eine bestimmte Farbe dem Werth $n^2(n^2-1)$ und einer noch unbekannten Function des Magnetismus oder Diamagnetismus des Körpers proportional sein.

Bei einigen Nebenversuchen ergaben sich u. a. die Diamagnetismen gleicher Volumina von:

Alkohol	$TiCl_4$	Wasser	CS_2	Jod	Brom	Wismuth
−8.06	−8.55	−10	−10.70	−40.9	−46.6	−22.0

In Lösungen diamagnetischer Stoffe, Kochsalz, Chlorkalium, Kupferchlorid, Chlorwasserstoffsäure bestätigt sich im allgemeinen das von Verdet aufgestellte Gesetz, dass die Drehung gleich der Summe der Drehung in dem Lösungsmittel und in dem gelösten Salze ist, also in der Lösung die Drehung durch die Gewichtseinheit des Salzes unabhängig von der Concentration constant ist. Nach genauer Bestimmung der Drehung durch eine Lösung von Chlorwasserstoffsäure ergaben indess salzsaure Lösungen von Chlorwismuth, dass nach Abzug der Drehung durch erstere die molecularen Drehungen durch das Wismuthsalz mit der Concentration abnehmen.

Auch ist die Drehung im Molecül für:

	fest	gelöst
NaCl	1.21	1.57
K Cl	1.18	1.36

gegen die des Wassers gleich Eins. Sie ist also im festen Salz kleiner, als im gelösten.

In der Lösung magnetischer Salze, z. B. von Eisenchlorür sind die nach Abzug des Lösungsmittels erhaltenen negativen molecularen Drehungen nicht constant. So sind sie für:

Eisenchlorür Concentr.	1	1/2	1/4	1/8
	−1.343	−0.701	−0.528	−0.511

In Eisenchloridlösungen, die in 100 Theilen Lösung m Theile wasserfreies Eisenchlorid enthalten, sind die molecularen Drehungen für die Linie D:

$m =$	60	50	33	16.5	8.2	4.1	2.0
	−15.869	−12.446	−8.059	−4.822	−3.215	−2.177	−2.153

Sie sind also in verdünnten Lösungen nahe constant und steigen bedeutend mit der Concentration.

Im allgemeinen nimmt die moleculare Drehung ϱ, wenn p das Gewicht des Salzes darstellt, proportional dem Salzgehalt p zu ($\varrho = a + bp$). Die Drehung R durch das Salz selbst ist also, wenn a und b Constante sind, nahezu:

$$R = \varrho p = ap + bp^2.$$

Diese regelmässige Zunahme spricht gegen die Annahme, dass die Aenderungen der molecularen Drehung durch Bildung von Hydraten bedingt seien. Vielmehr nimmt Becquerel an, dass die negativen Drehungen von der magnetischen Wirkung der Molecüle selbst herrühren, welche wie kleine, dem Electromagnet entgegengesetzt polarisirte Magnete wirken und bei grosser Nähe, also bedeutender Concentration sich durch ihre Wechselwirkung gegenseitig verstärken und somit die Constanz der molecularen Drehung abändern. (Den ersten Theil dieser Vorstellung habe ich bei Gelegenheit der Versuche von Verdet schon im Jahre 1873 ausgesprochen. Galv. II. 1. § 687. G. W.) Dabei nimmt indess, wie directe Versuche zeigen, der Magnetismus des in der Lösung befindlichen Salzes selbst nahezu direct proportional seinem Gewichte zu; indem diese Wirkung nach aussen auf einen sehr entfernten Punkt, wobei die Magnetismen der benachbarten Molecüle einander neutralisiren, nicht in gleicher Weise zu wachsen braucht, wie die Wirkung auf einen inneren von jedem Molecül beeinflussten Punkt.

Bei Lösungen schwach magnetischer Salze, z. B. von Uran (?) bleibt die moleculare magnetische Drehung mit steigendem Salzgehalt fast constant. Dass das diamagnetische Chlortitan ein negatives Drehungsvermögen (gegen CS_2 gleich −0.358) besitzt, leitet Becquerel aus dem Magnetismus (?) des darin enthaltenen Titans her, ebenso die negativen Drehungen der chromsauren Salze von dem Magnetismus des Chroms. Dass die Nickel- und Cobaltoxydulsalze po-

sitiv drehen, soll von der Schwäche des Magnetismus derselben herrühren, wo also die Wirkung der Metalloide überwiegt. Hiernach soll also die Drehung der Polarisationsebene eine Function des in den Molecülen des Körpers inducirten Magnetismus sein. (Weshalb haben dann die so stark magnetischen Manganoxydulsalze ein positives, das viel schwächer magnetische Kaliummangancyanid ein negatives Drehvermögen? G. W.)

Ein einziges mal bemerkte Becquerel während der Magnetisirung einer 70procentigen Lösung von Eisenchlorid in dem dieselbe enthaltenden 2 Mm. weiten Troge die Bildung zweier symmetrischer Flecke, die nach dem Oeffnen des Stromes die Polarisationsebene in entgegengesetztem Sinne um ± 48 Minuten drehten und bei der Umkehrung diese Drehung stets in demselben (!) Sinne für den Beobachter zeigten. Nach 15—20 Minuten verschwand die Erscheinung, die nicht wieder beobachtet werden konnte.

Mit Hülfe des Drummond'schen Lichtes, welches durch ein rothes Kupferoxydulglas, tief grüne Gläser, ammoniakalische Lösungen von Kupfervitriol geleitet war, bestimmte Becquerel genau die Drehung für verschiedene Farben. Es wurde zuerst für Schwefelkohlenstoff die Drehung für die Natriumlinien und das durch jene Stoffe hindurchgegangene Licht bestimmt. Da man die Drehungen in demselben für verschiedene Wellenlängen kannte, war somit auch die Wellenlänge bestimmt, die dem durch die farbigen Stoffe hindurchgegangenen Lichte entsprach. Es ergaben sich u. a. die Drehungen:

	Lithionlinie	*C*	*D*		*E*	*F*		*G*
$\frac{\lambda_D^2}{\lambda^2}$	0.7719	0.8057	1		1.2504	1.4694		1.8712
Schwefelkohlenst.	—	0.771*	1	1,272	1.302*	1.607*	2.033	2.219*
Wasser	—	0.770	1	1.256	—	—	1.811	—
Schwefelphosphor	0.735	0.755	1		—	—		—
Titanchlorid	—	—	1		—	—	(2.960)	—
Eisenchlorid-lösung 60%	—	0.654	1		—	—		—
— 33%	—	—	1		—	—		—
$\frac{\lambda_D^4}{\lambda^4}$	0.5958	0 6491	1		1.5635	2.1591		3.5014

Die mit * bezeichneten Werthe sind von Verdet beobachtet.

Mit abnehmender Wellenlänge wächst also die Drehung. Dabei sind die Dispersionen in der Drehung für die diamagnetischen Stoffe nicht sehr von einander verschieden, wogegen viel grösser als sie, aber wiederum unter einander nicht sehr ungleich die Dispersionen der Drehungen für die magnetischen Stoffe sind. Obgleich die Grösse der Drehung mit der Concentration in Eisenchloridlösungen sehr schnell wächst, ist auch in diesen die Dispersion nahezu gleich.

So ist das Verhältniss V der Drehungen in denselben für rothes und gelbes Licht:

Gehalt	33%	60%	70%	75%	CS_2
V	0.661	0.662	0.676	0.678	0.790

Vergleicht man die relativen Drehungen der verschiedenen Farben, wie sie von Verdet beobachtet worden sind, mit den nach der Formel $\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda}$ berechneten, so ergibt sich:

		C	D	E	F	G
CS_2	beobachtet	0.771	1	1.302	1.607	2.219
	berechnet	0.781	1	1.302	1.588	2.177
Kreosot	beobachtet	0.756	1	1.319	1.637	2.273
	berechnet	0.785	1	1.280	1.537	2.050

Die Formel stimmt also gut für den Schwefelkohlenstoff, weniger gut für das Kreosot.

Da der Werth $n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots$ ist, so lässt sich mit Veränderung der Constanten $\frac{n^2(n^2-1)}{\lambda^2} = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4} + \dots$ setzen, welche Formel die Drehungen allgemein darstellt. Nach den in der Tabelle gegebenen Beobachtungen würde für die magnetischen Stoffe B sehr gross gegen A sein, während für die diamagnetischen Stoffe das umgekehrte einträte.

G. W.

XXX. ***R. Blondlot. Ueber den Diamagnetismus des condensirten Wasserstoffs*** (C. R. LXXXV. p. 68—69).

Nach Graham ist das mit Wasserstoff beladene Palladium viel stärker magnetisch, als reines Palladium, wo-

nach die Legirung Palladium-Wasserstoff stark magnetisch sein sollte. In Wied. Galv. (2) II. p. 533 hatte indess Ref. bemerkt, dass dieses Verhalten wohl auch auf einer Reduction des dem Palladium von der Bearbeitung her beigemengten Eisenoxydes herrühren könnte. Infolge dessen hat Blondlot Blechstreifen und Stäbchen von käuflichem Palladium zwischen die Pole eines Electromagnetes an einem Draht in einem bestimmten Winkel gegen die axiale Richtung aufgehängt und nach Erregung des Magnetes die zur Zurückführung des Palladiums in die frühere Lage erforderliche Torsion des Drahtes gemessen. Das Palladium für sich erwies sich als ziemlich stark magnetisch, mit Wasserstoff beladen als unmagnetisch, nach dem Ausglühen wieder als magnetisch. Ebenso verhielt sich eine durch Electrolyse aus Palladiumchlorid reducirte Platte. Ein Kreuz, gebildet aus einem beladenen und einem unbeladenen Palladiumstreifen stellt sich mit dem letzteren axial; eine längere, zur Hälfte der Länge geladene Platte, kehrt einem einzelnen Pol stets die geladene Hälfte ab. Hiernach würde der im Palladium condensirte Wasserstoff als diamagnetisch anzusehen sein. Nach Blondlot könnten die abweichenden Resultate von Graham auch einer Verunreinigung der verdünnten Schwefelsäure, aus der der Wasserstoff am Palladium durch Electrolyse ausgeschieden wird, durch einen geringen Gehalt an Eisenverbindungen zugeschrieben werden.

G. W.

XXXI. ***H. Schneebeli. Die Magnetisirung und Entmagnetisirung der Electromagnete*** (Bull. d. l. Soc. des Sc. Nat. d. Neufchatel XI. p. 63).

Wird ein Electromagnet durch den Strom einer Säule erregt und plötzlich die Säule aus- und dafür ein Galvanometer eingeschaltet, so zeigen die an letzterem gemessenen Inductionsströme bei allmählicher Vergrösserung des Abstandes des Ankers selbst bis zu 44 Mm. noch eine Abnahme der Intensität, so dass bis zu dieser Entfernung noch der Anker verstärkend auf den Electromagnet wirkt.

Zu der zu diesen Versuchen erforderlichen Umschaltung geht der Strom der Säule durch einen Contact und eine dagegen schlagende Feder und die Spiralen eines Electromagnetes. Mit dem der Säule zugewandten Ende der Spiralen des Magnets ist die Windungsreihe eines Spiegelgalvanometers verbunden, deren anderes Ende einen Contact trägt, der beim Gegenschlagen gegen die Feder den Schluss zugleich mit der Oeffnung des Stromes der Säule herstellt.

Bei anderen Versuchen wurde der Strom einer den Electromagnet (von 238 Mm. Länge und 40 Mm. Durchmesser) erregenden Säule geschlossen oder geöffnet und zugleich die Fallkugel eines Hipp'schen Chronoskops ausgelöst. Sodann wurde die Auslösung der Kugel durch die Anziehung oder das Abfallen des Ankers des Magnets nach dem Oeffnen des Stromes bei verschiedener Belastung des Ankers bewirkt.

In beiden Fällen wurde die Zeit zwischen dem Oeffnen oder Schliessen des Stromes und dem Niederfallen der Kugel bestimmt. Die Differenz maass also die Zeit zwischen dem ersteren Vorgang und dem Beginn der Bewegung des Ankers.

Zunächst wurden diese Versuche beim Oeffnen des magnetisirenden Stromes angestellt, einmal direct, sodann indem die beiden gleichen Spiralen des Electromagnetes hinter einander, zuerst in gleicher und zuletzt in entgegengesetzter Richtung verbunden waren. Im ersten und im dritten Fall, wo keine Inductionsströme auftreten konnten, nahm die Anziehung des Ankers sehr schnell, im zweiten, in dem sich Inductionsströme in der Spirale entwickelten, sehr langsam ab, so dass die Verzögerungen überwiegend den letzteren zuzuschreiben sind (wie schon früher von Beetz gezeigt worden ist. Wied. Galv. (2) II. § 851. p. 184. G. W.).

Man kann also in electromagnetischen Maschinen ohne Nachtheil die Funken vermeiden, wenn man dem Extrastrom eine geschlossene Bahn bietet, so jedoch, dass er in den beiden Spiralen des Electromagnetes in entgegengesetzter Richtung läuft.

Dieselben Inductionsströme treten stets beim Schliessen der magnetisirenden Ströme auf und verzögern die Magnetisirung.

Ist μ eine Constante, i die Stromintensität, so folgt (aus den Gleichungen Wied. Galv. (2) II. § 852) beim Magnetisiren (I) und nach dem Entfernen der Säule (II) für die Zeit t, bis sich der Magnetismus y bildet, resp.:

$$\text{(I)} \quad t = -\alpha\mu \log \frac{\mu i - y}{\mu i}, \qquad \text{(II)} \quad t = -\alpha\mu \log \frac{y}{\mu i}.$$

Die berechneten Zeiten stimmen mit den beobachteten gut überein.

Nach den Versuchen ist der grösste Nutzeffect, d. h. der Maximalwerth von $\frac{y}{t}$ nach dem Schliessen des Stromes bei einer etwa halb so grossen Magnetisirung erreicht, als sie überhaupt der Magnet annehmen kann. Die theoretische Curve der Magnetisirung hat indess kein Maximum.

G. W.

Literatur-Uebersicht.

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 20—21.

v. Lang. *Ueber die Lage der optischen Elasticitätsaxen beim Gyps für verschiedene Farben, p. 194—195.*

L. Boltzmann. *Ueber d. Beziehung zwischen d. zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie und der Wahrscheinlichkeitsrechnung, resp. den Sätzen über Wärmegleichgewicht, p. 196.*

Separatabzüge aus den Berichten der Wiener Akademie. 1877. Bd. LXXVI.

Al. Handl und **R. Pribram.** *Ueber eine neue Methode zur Bestimmung des Siedepunktes, p. 1—7. (7. Juni.)*

J. Loschmidt. *Ueber den Zustand des Wärmegleichgewichtes eines Systems von Körpern, mit Rücksicht auf die Schwerkraft, p. 1—17. (Juliheft.)*

C. Puschl. *Ueber den inneren Zustand und die latente Wärme der Dämpfe, p. 1—38. (12. April.)*

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1877. Juni—Juli.

Siemens. *Ueber die Abhängigkeit der electrischen Leitungsfähigkeit des Selens von Wärme und Licht, p. 299—337.*

Chemische Berichte. 1877. Bd. X. Heft 15—16.

J. H. van t'Hoff. *Ueber den Zusammenhang zwischen optischer Activität und Constitution, p. 1620—1623.*
A. Horstmann. *Ueber die relative Verwandtschaft des Sauerstoffs zum Wasserstoff, p. 1626—1630.*
H. W. Vogel. *Chastaing's neue Theorie der chemischen Wirkungen des Lichtes, p. 1638—1644.*
A. Christomanos. *Ueber die Wärmetönung bei der Absorption von Chlorwasserstoff durch Wasser (Ein Vorlesungsversuch), p. 1645—1647.*
E. J. Dragoumis. *Vorläufige Notiz über eine Methode zu Temperaturbestimmungen, p. 1648—1649.*
N. Menschutkin. *Ueber den Einfluss der Isomerie unter den Alkoholen und Säuren auf die Esterbildung, p. 1728—1735.*
C. Rammelsberg. *Ueber das Atomgewicht des Molybdäns und die phosphormolybdänsauren Salze, p. 1776—1780.*
R. Anschütz und **G. Schulz.** *Ueber einen einfachen Apparat zur bequemen Bestimmung hochliegender Schmelzpunkte, p. 1800—1802.*
H. Schröder. *Ueber einfache Volumverhältnisse organischer Silbersalze, p. 1871—1875.*
F. v. Lepel. *Spectralanalytische Notiz, p. 1875—1877.*
Menschutkin. *Ueber essigsaure Esterbildung bei secundären Alkoholen. p. 1898—1902.*

Dingler Journal. 1877. T. CCXXVI. Heft 1—3.

A. Hasseberg. *Electrometer, p. 212.*
J. Forster und **K. Fritsch.** *Brachyteleskop, p. 278—280.*

Polytechnisches Notizblatt. 1877. Nr. 20.

Lilliman. *Klanglosen Metallegirungen Klang zu ertheilen, p. 310—312.*

Carl Repertorium. 1877. Bd. XIII. Heft 4—5.

J. K. Kajetan. *Stabilitätsapparat, p. 420—421.*
O. Fabian. *Ueber d. Dehnbarkeit u. Elasticität d. Eises, p. 447—457.*
G. Baumgartner. *Verdampfung fester Körper, p. 525—527.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXV. Nr. 16—20.

Govi. *Sur la non-transparence du fer et du platine incandescents, p. 699—712.*
Th. du Moncel. *Modifications apportées au Conditions des maxima des électro-aimants par l'état de saturation magnétique, p. 743.*
Warren de la Rue et **H. W. Müller.** *Expériences sur la décharge disruptive faites avec la pile à chlorure d'argent, p. 791—794.*
G. Planté. *Machine Rhéostatique, p. 794—796.*
L. Prennier. *Sur quelques propriétés physiques de la quercite, p. 808—810.*
Cailletet. *Sur la liquéfaction de l'acétylène, p. 851—852.*
Berthelot. *Sur les limites de l'éthérification, p. 883—886.*
E. Maumené. *Note sur les quantités de chaleurs dégagée dans les mélanges d'aci de sulfurique et d'eau, p. 914.*

Journal de physique. 1877. T. VI. November.

A. Terquem. *Sur la production en projection des courbes de M. Lissajous à l'aide de diapsons, p. 332—337.*

Berthelot. *Nouvel appareil pour mesurer les chaleurs de vaporisation, p. 337—339.*

Lisleferme. *Sur une illusion d'optique, p. 339—342.*

Abria. *Sur la loi de l'action des courants angulaires, p. 342—345.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLIV. Nr. 7—11.

Trouvé. *Appareil d'induction, p. 241—243.*

A. Bouvet. *Note sur la compression de l'oxygène et de l'hydrogène résultante de la décomposition de l'eau placée en vase clos, sous l'action électrochimique d'un courant, p. 296—300.*

L. Maiche. *Expériences sur l'étincelle de rupture des extracurrents p. 328—330.*

Mercadier. *Nouvelle Méthode pour comparer entre eux deux mouvements vibratoires d'amplitude, de période et de phase quelconque p. 371—372.*

Archives de Genève. 1877. T. LIX. 15. Oct.

Zwanzigste Sitzung d. Schweizer Naturforschenden Gesellschaft. Physikalisch-chemische Section, p. 295—307. — Tommasi, über die Verwandtschaftskräfte in Statu nascendi, p. 297. — Forster, über die Brechungsindices von Salzlösungen, p. 297. — Hagenbach, über das Leuchten der Flusspathe durch Erwärmen, durch Fluorescenz und Phosphorescenz, p. 297—298. — J. L. Soret, über die ultravioletten Absorptionsspectren verschiedener Flüssigkeiten, p. 298—300. — R. Pictet, 1) Ueber das Gleichgewicht einer schweren Kugel auf einem Luftstrom, 2) Ueber die Diffusion von schwefliger Säure durch Kautschuk, 3) Ueber das allgemeine Problem der künstlichen Kälteerzeugung, p. 301. — Wartmann, über einige neue Eigenschaften der derivirten Ströme, p. 305.

Philosophical Magazine (5) 1877. V. IV. Nr. 26.

J. W. Mallet. *On the apparent alteration in Weight of a wire placed East and West and traversed by an electric current, p. 321—329.*

Lord Rayleigh. *On the Lower Limit of the Prismatic Spectrum with especial reference to some observations of Sir John Herschel p. 348—353.*

Pling Earle Chase. *On the Gamut of Light, p. 396—397.*

Nature. 1877. V. XVI. 25. Oct.

W. B. Carpenter *and* **G. C. Foster.** *The Radiometer and its Lessons, p. 544—546.*

Henry Cecil. *Sense perception of electricity, p. 549—550.*

XVII. 1. 8. 15. Nov.

G. C. Foster, W. Crookes, W. B. Carpenter, Osborne Reynolds. *The Radiometer and its Lessons, p. 5—8, 26—27, 43—44.*

J. P. Maclear. *Spectrum of aurora australis, p. 11—12.*

Lord Rayleigh. *Absolute Pitch, p. 12—14.*
A. J. Ellis. *Appun and König Beats in Confined Air, p. 26.*
J. B. Hennesey. *Optical Spectroscopy of the Red End of the Solar Spectrum, p. 28.*
S. Tolver Preston. *On the Diffusion of Matter in Relation to the Second Law of Thermodynamics, p. 31—32.*
Sedley Taylor. *Experiment on Fluid Films, p. 44—45.*
W. A. Shenstone. *Lecture Experiment, p. 45—46.*
The Telephone, p. 48—49.

Chemical News. 1877. V. XXXVI. Nr. 933—938.

P. Casamajor. *On the Existence of a connection between Electricity and the Motions of Camphor on Water, p. 191—192.*
J. Taylor. *Specific Gravity Apparatus.*
P. H. *Specific Gravity Apparatus, p. 195.*
C. O'N. *Specific Gravity Apparatus, p. 204.*
The Graham-Bell Telephone, p. 210.
Sitzung der Physical Society, p. 212.

Proceedings of the American Philosophical Society. V. XVI. Januar bis Mai. 1877.

Pliny E. Chase. *On Centres of Aggregation and Dissociation, p. 496—508.*

Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences. (2) IV. Mai 1876 bis Mai 1877.

A. Graham Bell. *Researches in Telephony, p. 1—10.*
B. O. Peirce. *On a new Method of Comparing the electromotive Forces of two Batteries and Measuring their internal Resistances, p. 137—140.*
— *On a new Method of Measuring the Resistance of a galvanic Battery, p. 140—142.*
— *Note on the Determination of the Law of Propagation of Heat in the Interior of a Solid Body, p. 143—149.*

Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. V. III. 1—2.

C. Fisher. *On the effects of Convective Currents upon the Distribution of Heat in a Borehole, p. 14—16.*
G. Chrystal. *On the Effect of Alternating Induction Currents on the Galvanometer, p. 24.*
Clerk Maxwell. *On a Paradox in the Theory of Attraction, p. 34—39.*

L'Elettricista. 1877. I. Nr. 10.

P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 301—313.*

Separatabzüge.

F. Class. *Ueber die Veränderlichkeit der Lage der Absorptionsstreifen (Inauguraldissertation, Bonn), p. 1—33.*
Ed. Vogel. *Nature of the Physical Forces (San Francisco, A. Roman and Co., p. 1—36.*
B. A. v. Urbanitzky. *Ueber die Schichtung des electrischen Lichtes (Inaug.-Dissert. Tübingen 1877), p. 1—34.*

1877. BEIBLÄTTER № 12.

ZU DEN

ANNALEN DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND I.

I. *W. Crookes. Ueber die aus der Strahlung hervorgehende Abstossung.* Theil III (Philos. Trans. CLXVI. (2) (1876) und Chem. News XXXV. p. 211—213. 223—224. 233—235. 245. 255—256. 267—268. XXXVI. p. 1—2. 13—15. 25—26. 45—47. 55—56. 83—85 mit Postscr. 17. Jan. 1877).

Der vorliegende Theil handelt von Experimenten, bei welchen die Strahlung der verschiedensten Strahlenarten auf verschieden bedeckte Körper, zum Theil unter Anwendung verschiedenartiger Schirme, bei grösstmöglicher Evacuirung und Empfindlichkeit der Apparate untersucht wurde.

Liess man dunkle Wärme bis zu 250° senkrecht auf die Markscheiben fallen, welche sich in einem aus Kugel und Röhre bestehenden, evacuirten Glasgefässe an den Enden eines horizontalen, gläsernen, mittelst Seidenfadens aufgehängten Balkens befanden, und von denen die eine mit Lampenruss bedeckt war, während die andere ihre natürliche Oberfläche besass, so wurde der Balken nicht abgelenkt, die Abstossungen an der schwarzen und der weissen Fläche sind also gleich. Bei 300° dunkler Wärme (resp. bei dunkler Rothglut einer Kupferkugel) trat eine Ablenkung von 5° (resp. ca. 40°) ein. Bei voller Rothglut stiess die Kupferkugel die schwarze Scheibe sehr stark ab und brachte heftige Oscillationen hervor. Noch stärker wirkte eine dem Apparat nahe gebrachte Kerze. Anwesender Wasserdampf hob die Verschiedenheit der Kerzenwirkung auf die schwarze und weisse Scheibe wieder auf.

Um nachzuweisen, dass die Abstossung umgekehrt proportional sei dem Quadrat der Entfernung der Kerze,

verwandte der Verfasser nach Vorversuchen mit einem dem Horizontalpendel Zöllner's ähnlichen den folgenden einfacheren und fast ebenso empfindlichen Apparat: In einem aus Röhre und Kugel bestehenden Glasgefässe war ein zur Hälfte berusster und zur Hälfte weiss gelassener Markbalken an einem sehr feinen Seidenfaden aufgehängt. Durch sein Centrum war horizontal und normal zur Längsrichtung eine magnetisirte feine Nähnadel hindurchgesteckt, von deren Enden ein kleiner versilberter Glasspiegel, der zu den Spiegelablesungen diente, mittelst Seidenfäden unter den Markbalken herabhing. Die Empfindlichkeit des Apparates liess sich verringern durch Herabschieben eines an der Röhre angebrachten Korkes, der einen horizontalen Magnet trug. Zur Verbesserung des Vacuums wurde zwischen den Apparat und die nach der Pumpe führende Spiralröhre eine ca. 6 Zoll lange, mit kleinen Stücken von frisch hergestellter Holz-Kohle gefüllte Glasröhre eingeschmolzen. Durch wiederholtes Erhitzen derselben und Evacuiren trieb man alle von der Kohle eingeschlossenen Gase aus, trennte dann den Apparat von der Pumpe und stellte ihn mit der Kohlenröhre zusammen einige Wochen beiseite. Die Kohle absorbirte dann fast das ganze Gasresiduum. Hierauf wurde die die Kohle enthaltende Röhre vom Apparat abgeschmolzen. Die Kugel des Apparates wurde in ein Sammtgehäuse gebracht, welches Oeffnungen für den Indexstrahl, dessen Wärmestrahlen durch Wasserschichten abgefangen waren, und für das zu untersuchende Licht enthielt. Die übrige Aufstellung entsprach der Beibl. I p. 326 besprochenen.

Der Lichtstrahl fiel übrigens nur auf die schwarze Markfläche, da ein Schirm vor die weisse Seite gestellt war. Die verwendete Maasskerze war auf drei Seiten von Schirmen aus schwarzem Sammt umgeben und hatte auf der dem Apparat zugewandten Seite einen beweglichen schwarzen Schirm, der durch einen Gehülfen gehoben oder herabgelassen wurde, während Crookes gleichzeitig den Indexstrahl beobachtete. Die Ablenkungen des Indexstrahls wurden für Entfernungen der Maasskerze zwischen

6 und 35 Fuss gemessen, und es ergab sich, dass die Intensität der Strahlung nahezu umgekehrt proportional war dem Quadrate der Entfernung von der Quelle. Die unregelmässige Torsion des Seidenfadens, die Wärme, welche die Schirme doch noch durchdrang, das unregelmässige Brennen der Maasskerze veranlassten höchst wahrscheinlich die vorkommenden Abweichungen.

Stellte man denselben Apparat weiter so auf, dass auf jede Seite desselben unmittelbar neben das sammtene Gehäuse ein Glasschirm und weiterhin eine Lichtquelle gebracht werden konnte, verringerte die Empfindlichkeit und liess das Licht gleichzeitig auf die schwarze und auf die weisse Hälfte des Markbalkens fallen, so dass die Bewegung desselben durch die Differenz der Empfindlichkeit beider Hälften zu Stande kam, so ergaben sich ebenfalls Resultate, die der Theorie ziemlich |gut entsprachen. Ausserdem wurde der Apparat zur Vergleichung zweier Lichtquellen verwendet und dabei als bequemes und genaues Photometer erkannt; hierbei hielt man die dunkle Wärme durch Wasserschirme oder Alaunplatten ab. Durch Zwischenstellen von farbigen Substanzen, resp. in Schwefelkohlenstoff gelöstem Jod, konnte man jede Farbe mit der totalen Strahlung einer Kerze oder blos mit deren leuchtenden Strahlen oder mit irgendwelcher anderen Farbe, oder die dunkeln Wärmestrahlen mit Licht und Farbe vergleichen.

Hiernach konnte die „Maasskerze“ durch irgendwelche andere Kerze ersetzt werden, wenn man nur, eventuell durch Aenderung der Entfernung, dafür sorgte, dass der Balken während der Versuche durch diese Lichtquelle eine gleiche Ablenkung erfuhr.

Wie für die Torsionswage, so wurde auch für das Radiometer das Gesetz der umgekehrten Quadrate und bei unveränderter Entfernung die directe Proportionalität der Rotationsgeschwindigkeit und der Kerzenzahl nachgewiesen.

Des Radiometers kann sich z. B. der Photograph bedienen, einmal, um zu erkennen, ob das durch orangefarbenes Glas in sein dunkles Zimmer dringende Licht für die daselbst ausgestellten empfindlichen Flächen nicht

zu stark ist, und sodann, um sich bei photographischen Aufnahmen von dem Vorhandensein der zur Abnahme eines guten Negativs erforderlichen Lichtstärke zu überzeugen. Ebenso dürfte sich das Radiometer bei der Gasprüfung als zweckmässig erweisen.

Es folgen Versuche, die bereits in Beibl. I p. 154—157 unter Nr. 1—7 beschrieben worden sind. Die auf den ersten Blick abnormen Resultate derselben erklärt Crookes folgendermaassen: Der grosse Unterschied zwischen der geschwärzten und weissen Fläche ist nur ein optischer. Mark reflectirt und Russ absorbirt viel Licht. Anders ist es vielleicht für die ultrarothen Strahlen. Wie Alaun- und Steinsalzpulver optisch gleich, aber thermisch sehr different sind, so können sich auch Substanzen optisch different und thermisch gleich verhalten. Ferner kann eine Substanz eine elective Absorption besitzen, die für die verschiedenen Theile des Spectrums wesentlich verschieden ist. Endlich ist der Fall möglich, dass zwei Substanzen, welche von Wärmestrahlen einer bestimmten Brechbarkeit gleiche Mengen absorbiren, sich ganz verschieden verhalten gegenüber Wärmestrahlen von anderer Brechbarkeit. Da das Mark niemals alles Licht reflectirt, so verwandelt sich die Energie des Strahls an der reflectirenden Fläche zum Theil in Arbeit und setzt diese Fläche in Bewegung. Dagegen wird das auf eine geschwärzte Fläche fallende Licht vom Russ vollkommen absorbirt und wird vollkommen in Bewegung umgesetzt, die sich als Abstossung der schwarzen Fläche kundthut. Anders ist es mit dunkeler Wärme. Es wirkt die strahlende Wärme einer Kupferkugel von 100—250° C. auf die weisse und schwarze Fläche in gleicher Weise: beide Flächen haben dieselbe thermische Farbe. Die Gleichheit der geleisteten Arbeit lässt auf die Gleichheit der Absorption schliessen.

Die negative Rotation infolge dunkler Wärme erklärt sich durch die Annahme, dass das weisse Mark mehr Strahlen geringer Brechbarkeit absorbirt als der Russ. Denkt man sich demgemäss ein Paar solcher Flächen durch

das Spectrum, vom Blau bis zum Ultraroth geführt, so wird die anfangs stärkere Absorption der schwarzen Fläche der absorbirenden Kraft der anderen mehr und mehr gleich werden, und von einem bestimmten Punkte an werden Mark und Russ ihre Rollen wechseln. Bringt aber Wärme bei der Absorption Bewegung in bestimmtem Sinne hervor, so wird sie bei der Strahlung Bewegung in entgegengesetztem Sinne erzeugen.

Diese Theorie wurde durch die in Beibl. I. p. 158—161 unter Nr. 8—13 angeführten Versuche geprüft. Die betreffenden Radiometer besassen die für die bessere Transportabilität wichtige Sperröhre über der die Mühle tragenden und nach oben verlängerten Nadel. Ein für einen grösseren Zuschauerkreis berechnetes grosses Radiometer (mit 6 Scheiben in 4 zölligem Gefäss) trug unmittelbar über der Nadelspitze einen etwas geneigten versilberten Glasspiegel, der vertical auffallendes Licht unter einem kleinen Winkel nach der Decke reflectirte, wo der Lichtfleck bei Rotation der Mühle einen Kreis beschrieb. Mit diesem Radiometer liessen sich die Wirkungen verschiedenartiger Lichter, gefärbter Schirme u. s. f. gut demonstriren.

Für Experimente mit dem Sonnenspectrum wurde eine der in Beibl. I. p. 326 beschriebenen und abgebildeten ähnliche Torsionswage construirt und gegen Erwärmung und Erschütterungen gesichert aufgestellt. Die Constanten des Apparates waren so gewählt, dass der Balken zu jeder vollständigen Oscillation im Vacuum etwa 2 Secunden gebrauchte. Das Spectrum des zu untersuchenden Sonnenstrahles wurde in bekannter Weise auf einen mit einem engen Spalt versehenen Schirm entworfen, so dass nur dem zu untersuchenden Theil des Spectrums der Durchgang gestattet war. Hinter diesem Schirme befand sich noch ein zweiter Schirm, der beim Oeffnen des „Schliessers" den Eintritt fremden Lichtes abzuhalten hatte. Die Oeffnung des letzteren Schirmes war so gross, dass der durchgehende Lichtstrahl eben die 13 □Mm. grosse Markfläche am einen Ende des Torsionsbalkens bedeckte. Der Brennpunkt der Linsen lag so, dass von den betreffenden

Spectrallinien ein scharfes Bild auf der Markfläche entworfen wurde. Durch Drehen der verschiedenen Theile (Prismen, Spalt und Linsen) konnten die verschiedenen Theile des Spectrums auf das Mark projicirt werden. Die Länge des Spectrums zwischen den Linien *A* und *G* betrug 200 Mm. Der Apparat befand sich in einem Raume, in den die Sonne von ca. 10 Uhr Vormittags bis $1^1/_2$ Uhr Nachmittags in passender Richtung hineinschien. Sommer und Herbst 1875 waren solchen Spectraluntersuchungen sehr ungünstig. Aenderungen im Wasserdampf der Atmosphäre schienen die Resultate zu beeinträchtigen, und so musste jedesmal das ganze Spectrum untersucht werden, um vergleichbare Zahlen zu erhalten. Die besten Resultate schienen sich bei mässigem Winde und bei Vorhandensein grosser weisser Wolken und nicht bei wolkenlosem Himmel zu ergeben.

Nach den mit einem Glasprisma gefundenen Beobachtungsresultaten dürfte für ein von einem Beugungsgitter geliefertes, normales Spectrum das Maximum der Wirkung etwas unter *A* im Ultraroth liegen. Für die Ablenkung der verschiedenen Spectralregionen ergab sich: Ultraroth 100, äusserstes Roth 85, Roth 73, Orange 66, Gelb 57, Grün 41, Blau 22, Indigo $8^1/_2$, Violett 6, Ultraviolett 5. Eine Vergleichung dieser mit den die Wärmevertheilung des Spectrums darstellenden Zahlen zeigt, dass die mechanische Wirkung ebenso sehr von den Licht- wie von den dunkeln Wärmestrahlen abhängt.

Der durch einen Lichtstrahl abgelenkte Balken zeigte keine Oscillationen, wie dies der Fall ist, wenn man denselben durch eine Erschütterung oder plötzliche Drehung in Bewegung versetzt, sondern kehrte vielmehr nach seiner Ablenkung aus der Ruhelage wieder langsam in dieselbe zurück und verblieb dann dort, verhielt sich also so, als ob er sich in einer zähen Flüssigkeit bewegte. Die Viscosität schien mit der Vollkommenheit des Vacuums zu wachsen. Die obige Erscheinung trat nicht nur bei Kerzen- und Magnesiumlicht ein, sondern auch bei irgendwelcher Spectralfarbe.

Diese Erscheinung versucht der Verf. auf folgende Weise zu erklären: Der auf eine schwarze Fläche fallende Lichtstrahl werde dort absorbirt und zur Temperaturerhöhung der Fläche verbraucht, infolge deren die Fläche zurückgestossen werde. Diese Abstossung wirke der Torsion so lange entgegen, bis sich die Wärme gänzlich zerstreut habe, verhindere also das Oscilliren des Torsionsbalkens. Mache man die Scheibe von Metall (gutem Wärmeleiter) statt von Mark, so sei die Erwärmung der beiden Scheibenflächen fast gleich, während sie bei einer Markscheibe blos von der einen Fläche aus stattfinde.

Zur Vergleichung der mechanischen Wirkung der unsichtbaren und sichtbaren Strahlen wurde die für Spectraluntersuchungen bestimmte Torsionswage benutzt. Die Anordnung des Apparates war dann folgende: Der von dem Heliostaten reflectirte Sonnenstrahl ging durch ein grosses, total reflectirendes, recktwinkliges Prisma, welches ihn nach dem Apparate hin warf, dann durch drei dünne Glasplatten, eine $7^1/_2$ Mm. dicke Alaunplatte, zwei dicke Glasplatten, eine 5 Mm. dicke Alaunplatte, ein Glasgefäss mit gesättigter Alaunlösung und eine Glaszelle, die entweder mit Schwefelkohlenstoff oder einer Lösung von Jod in solchem gefüllt wurde. Im ersteren Falle betrug die Ablenkung des Index beim Oeffnen des Schliessers 105°, im anderen Falle nur 2°. Die Differenz stellte die Wirkung des leuchtenden Theiles der Sonnenstrahlung und der die Schirme passirenden geringen Menge ultravioletter Strahlen dar. Denn wenn der Effect der Sonnenstrahlung nach ihrem Durchgange durch die Schirme von W ä r m e herrührte, so müsste die Ablenkung des Index beim Abhalten des L i c h t s mittelst undurchlässigen Schwefelkohlenstoffs unvermindert sein, während doch das Experiment zeigte, dass die von der durch die Schirme hindurchgegangenen Wärme veranlasste Abstossung weniger als 2 % der Totalwirkung der Sonnenstrahlen betrug.

Eine gleiche Untersuchung der Kerzenstrahlung ergab bei 3 Fuss entfernter Kerze ohne Alaun-, Glas- und

Wasserschirme für jodhaltigen Schwefelkohlenstoff eine Ablenkung von 28°, für hellen eine solche von 130°. Ein grosser Theil der Kerzenwirkung war also den Strahlen zuzuschreiben, welche durch Jod hindurchgingen, d. h. den ultrarothen Strahlen. Brachte man die Kerze in 2 Fuss Entfernung von dem Apparat und stellte Alaun- und Glasschirme davor, so fanden sich für undurchlässigen Schwefelkohlenstoff 5°, für hellen 37°.

Crookes maass auch die Strahlungswirkung auf gleich grosse Scheiben von verschiedenem Material im Vergleich mit einer schwarzen Maasscheibe. Er bediente sich dabei einer Torsionswage, deren horizontale Röhre auf der einen Seite (*b*) durch eine aufgekittete Glasplatte geschlossen, und an deren anderem Ende ein Stück einer weiteren Röhre in verticaler Lage angeschmolzen war, mit einer durch daraufgekittetes Spiegelglas geschlossenen grossen Oeffnung (*ef*). Der gläserne Balken trug am einen Ende eine Pfanne, in die man durch die Oeffnung bei *b* Gewichte bringen konnte (zur event. Herstellung des Gleichgewichts), und am anderen Ende eine leichte Aluminiumstange, an welche die aus geschwärztem Mark bestehende Maasscheibe *h* und die zu untersuchende und durch die Oeffnung (*ef*) zugängliche Scheibe *i* gekittet waren. Durch Oeffnungen in der Zimmerwand konnten die Scheiben *h* und *i* und der Spiegel von den betreffenden Lichtquellen erleuchtet werden. Vor den Oeffnungen waren hölzerne Läden befestigt. Bei bestmöglicher Evacuirung wurde eine Wachskerze erst der schwarzen und dann, durch Tieferstellen, der betreffenden anderen Scheibe gegenüber gebracht. Die Ablenkung des Index betrug bei 800, 900, 1200 Mm. Abstand der Kerze für die schwarze Scheibe resp. 192, 122, 62 und für die darunter befindliche Markscheibe 32, 21, 10 Scalentheile. Bei 500 Mm. Abstand ergaben sich, wenn man einer Zelle mit Wasser, eine Alaunplatte, eine Alaunlösung, eine 6 Zoll dicke Schicht Ammoniakgas nebst einer Zelle mit Wasser dazwischen stellte, für die schwarze Scheibe resp. 80, 100, 76, 79 und für die weisse 7, 8, 7, 7 Scalentheile. Diente bei 800 Mm. Entfernung blos Ammo-

niakgas als Schirm, so erhielt man für die schwarze Scheibe 190, für die weisse 31 Scalentheile.

Wählte man als untere Scheibe eine mit reinem kohlensauren Blei dick bedeckte Markscheibe, so bewirkte eine 800 Mm. entfernte Kerze ohne zwischengestellten Schirm oder mit zwischengestellter Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff bei der schwarzen Scheibe resp. 130^0 oder 127^0 und bei der weissen 17^0 oder 9.5^0 Ablenkung. Für eine mit Jodpalladium bedeckte Markscheibe fand sich 61^0 Ablenkung, für die Maasscheibe 70^0. Ebenso: Maasscheibe 131^0, Steinsalzplatte 4^0; Maasscheibe 120^0, Alaunplatte 6^0. Wenn ein Wasser- oder Alaunschirm zwischengestellt wurde, so war auf Alaun und Steinsalz keine Wirkung vorhanden. Um die Strahlungswirkung auf Alaun und Steinsalz genau zu prüfen, befestigte Crookes an die Enden des Balkens einer horizontalen Torsionswage eine vollkommen polirte und durchsichtige Alaunplatte und eine ebensolche Steinsalzplatte. Der Alaun bedeckte sich aber infolge der Efflorescenz mit kleinen weissen Flecken und wurde dadurch undurchsichtig. Trotzdem, dass man den vom Alaun entwickelten Wasserdampf durch die im Gange erhaltene Pumpe beständig entfernte, lenkte eine 150, resp. 100 Mm. entfernte Kerze Alaun nach einander um 21, 22, 24, resp. 48, 43, dagegen Steinsalz um 17, 17, 17, resp. 30, 26 ab. Die Vergleichung der Wirkung auf die geschwärzte Maasscheibe mit der auf eine mit gepulvertem Steinsalz resp. mit gepulvertem Alaun bedeckte Markscheibe ergab für diese drei Scheiben resp. 110, 38, 18. Danach wurde die Wirkung auf Alaun durch Pulverisiren desselben vergrössert. Wahrscheinlich erleichterte das Zerkleinern der Krystalle die Efflorescenz im Vacuum.

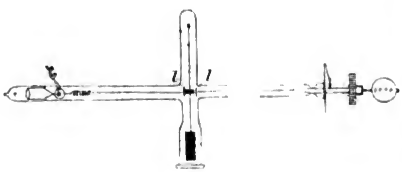
Liess man eine einseitig geschwärzte, frisch polirte Alaunplatte und eine ebensolche Steinsalzplatte auf der nichtgeschwärzten Seite im Vacuum bestrahlen, so erhielt man für den geschwärzten Alaun 26, für das geschwärzte Steinsalz 19. Beide Platten kehrten übrigens gleichmässig gut auf Null zurück.

Für polirtes Steinsalz und für Glas fand Crookes

resp. 39 und 40, also fast keine Differenz, im Gegensatz zu Dewar (vgl. Nature, July 15, 1875).

Die Untersuchung der Strahlungswirkung auf Markflächen, die mit dünnen Lagen von verschiedenen Substanzen bedeckt sind, zeigte, dass zwischen der Farbe eines Körpers und der auf ihn ausgeübten mechanischen Strahlungswirkung keine bestimmte Verbindung besteht. Die Resultate der hierher gehörigen, zur Zeit noch unvollständigen Experimente sollen in einer späteren Arbeit mitgetheilt werden.

Zur directen Messung der Strahlungskraft construirte Crookes nach dem Princip von W. Ritchie (Philos. Trans. CXX. p. 215. 1830) die bereits in Beibl. I. p. 162 erwähnte Torsionswage, von der wir hier nur die Abbildung geben, die wohl ohne weitere Beschreibung verständlich ist. Wir tragen nur nach, dass der Glasfaden bei *l* durch zwei kleine polirte Glasschneiden gestützt wird.



Es ist Crookes nur einmal (am 13. Dec. 1875) möglich gewesen, die Intensität des Sonnenlichts zu messen. Dasselbe war aber auch damals durch dünne Wolken und Nebel geschwächt. Es fand sich unter diesen Verhältnissen die totale Strahlungskraft der Sonne gleich der von 10.2 Kerzen in 6 Zoll Entfernung oder gleich 0.018074 Gran.

Die volle Sonnenkraft wurde relativ bestimmt von:

Bangee (Essai d'optique sur la gradation de la lumière, p. 30, 1729)	zu 62280	Kerzen in 1 M. Entf.
Wollaston (Philos. Trans. LXXXIX, 1799)	„ 59830	„ „ 1 „ „
Becquerel (Ann. d. chim. et phys. (3) LXII. p. 34, 1861)	„ 50000	„ „ 1 „ „
Zöllner (Privatbrief an Crookes) . .	„ 154500	„ „ 1 „ „

Crookes gedenkt diese auf Photometrie und Abstossung durch Strahlung bezüglichen Versuche mit seiner

Torsionswage fortzusetzen und noch weiter zu führen, insbesondere auch die Bedeutung und den Gebrauch dieser feinen Wage für andere Zweige der Wissenschaft darzuthun.

Gt.

II. ***E. Gosselin.*** ***Apparat, durch eine einfache Ablesung den angenäherten Werth des specifischen Gewichtes von festen Körpern zu bestimmen*** (C. R. LXXXV. p. 457).

Der Apparat besteht aus einem kleinen, an einem Faden hängenden hölzernen Stabe, der durch seinen Aufhängepunkt in zwei ungleiche Arme getheilt wird. Nachdem er zunächst horizontirt ist, hängt man an das Ende des grossen Armes ein bestimmtes Gewicht, den untersuchten Körper an einen Punkt des kleinen, so dass das Gleichgewicht wiederhergestellt ist. Man taucht dann den Körper in Wasser und verrückt das Gewicht am grossen Arme bis zur neuen Gleichgewichtslage. Der jetzt von demselben markirte Theilstrich des grossen Armes gibt unmittelbar das gesuchte specifische Gewicht an. (In Messing wird eine ähnliche Wage schon lange von Westphal in Celle construirt.)

E. L.

III. ***Cailletet.*** ***Ueber die Verflüssigung des Acetylens*** (C. R. LXXXV. p. 851—852).

Der Apparat besteht aus einem hohlen Cylinder aus Stahl, mit sehr dicken Wänden. Der obere Theil desselben trägt ein Schraubengewinde, in dem man mittelst einer Bronzemutter das Glasgefäss, das das zu untersuchende Gas enthält, befestigen kann. Dieses Gefäss besteht aus einem dickwandigen engen oben zugeschmolzenen Rohr und einem weiteren unten offenen; letzteres taucht ganz in das den hohlen Cylinder erfüllende Quecksilber, so dass auf seine innere und äussere Wandung gleiche Drucke ausgeübt werden; das enge Rohr tritt durch eine kleine Oeffnung, in die es eingekittet ist, aus dem Reservoir hervor, so dass man mit blossem Auge alle Phasen der Verflüssigung verfolgen kann. Man comprimirt das Gas mittelst

einer hydraulischen Pumpe. Das Acetylen wird bei folgenden Drucken und Temperaturen flüssig:

bei	1	2.5	10	18	25	31° C.
bei	48	50	63	83	94	103 Atm.

Aetylenwasserstoff condensirte sich bei einem Druck von 46 Atm. bei + 4°. Aethylen hat nach Faraday bei etwa 0° eine Spannkraft von 44 Atm., so dass die Spannkräfte obiger drei Kohlenwasserstoffe wenig von einander verschieden zu sein scheinen. E. W.

IV. ***O. Fabian.*** ***Ueber Dehnbarkeit und Elasticität des Eises*** (Carl Repert. XIII. p. 446—457).

Ueber den obigen, für die Gletschertheorie, z. B. zur Erklärung der Randspalten so wichtigen Gegenstand, hat der Verfasser in folgender Weise Versuche angestellt. Ein Eisstab wurde an seinem oberen Ende fest eingeklemmt, in sein unteres liess man einen Kupferdraht einfrieren, dessen Ende auf den einen Arm eines mit einem verticalen Spiegel versehenen horizontalen Hebels drückte, dessen Bewegung dann mit Scala und Fernrohr gemessen wurde. Die Gewichte wurden an einem um das untere Ende herumgelegten mit Kautschuk umhüllten Draht angehängt. Die Stäbe hatten eine Länge von 50 Ctm. und einen Durchmesser von 5 Ctm. Bis zu einer Belastung von 10 Kilg. verhielt sich das Eis sehr nahe wie ein vollkommen elastischer Körper. Bei 5 Versuchen erhielt man z. B. bei 10 Kilg. Belastung temporäre Dehnungen von im Mittel 0.0135 Mm., permanente von 0.0011 Mm. Innerhalb dieser Grenze ist auch nahezu die Dehnung der Belastung proportional. Bei über 10 Kilg. zunehmender Belastung nahm auch die Verlängerung zu, aber langsamer als erstere. Zugleich wuchs die permanente Dehnung; so erhielt man z. B. bei Belastungen von 30 Kilg. im Mittel temporäre Dehnungen von 0.0633 Mm., permanente von 0.0300 Mm.

Ein Zerreissen würde eintreten, wenn sich der Stab um etwa $^1/_{5000}$ seiner Länge ausgedehnt hat. E. W.

V. ***Lilliman.*** *Klanglosen Metallegirungen Klang zu ertheilen* (Pol. Notizbl. XXXII. p. 310—312).

Manche Legirungen von Zinn und anderen weichen, durch Zusatz von Antimon, Kupfer etc. gehärteten Metallen geben beim Anschlagen keinen hellen, sondern einen bleiernen dumpfen Ton. Man kann ihnen die auf einer krystallinischen Anordnung der Molecüle beruhende Klangfähigkeit dadurch ertheilen, dass man sie in ein Paraffin- oder Oelbad, das auf eine 5^0 bis 5.5^0 unter ihrem Siedepunkt liegende Temperatur erhitzt ist, eintaucht und sie darin $^1/_2$—1 Minute lässt, dann sie herausnimmt und abkühlen lässt. Es treten dabei kleine Dichteverminderungen, zu gleicher Zeit aber eine beträchtliche Zunahme der Härte und Steifheit ein. E. W.

VI. ***A. v. Lasaulx.*** *Jodobromit (Jodbromchlorsilber) von Dernbach bei Montabaur* (Z.-S. f. Krystgr. u. Min. I. p. 506—507).

Dieses neue Mineral 2 Ag (Cl Br) + Ag J bildet schöne, 1—2 Mm. grosse Krystalle, reguläre O oder O ∞ O ∞. Andeutung oktaëdrischer Spaltbarkeit. Es ist dies das erste Beispiel des Zusammenkrystallisirens der 3 Haloide in der Natur, was für den Dimorphismus von Jodsilber von Interesse sein dürfte. C.

VII. ***Ernst Brücke.*** *Beiträge zur chemischen Statik* (Wien. Ber. LXXV. (2) April 1877. Separatabz. p. 1—16).

Brücke verfolgt die Beobachtung, dass Eisenchloridlösung beim Zusatz von Salicylsäure sich tief purpurroth färbt und erst bei Zusatz von wachsenden Mengen von Salzsäure sich allmählich entfärbt, indem sich das Eisenoxyd zwischen beiden Säuren je nach ihren relativen Mengen theilt.

Da eine Lösung von Eisenoxyd in Salicylsäure nur weinroth gefärbt ist, wird zu einer verdünnten Lösung

von Eisenchlorid so viel Salicylsäure gesetzt, dass weder ein Zusatz der letzteren noch des Eisenchlorids die lila Farbe wesentlich ändert. Wird eine derartige, lila gefärbte verdünnte Lösung zum Sieden erhitzt, so entfärbt sie sich und färbt sich beim Abkühlen erst sehr langsam wieder. Bei einem Ueberschuss von Salicylsäure ändert sich die Lösung beim Sieden nicht, bei Zusatz von ein wenig Chlorwasserstoffsäure wird sie dabei nur etwas blauer und erhält ihre Farbe beim Erkalten wieder. — Concentrirtere, tief violette Lösung von Eisensalicylat, mit so viel Salzsäure versetzt, dass sie lila geworden ist, erblasst dagegen beim Sieden und erhält ihre Farbe beim Erkalten wieder. (Setzt man nur so viel Salzsäure zu, dass die Lösung nur purpurviolett erscheint, so erblasst sie beim Sieden nicht, sondern wird blauer und erscheint oft dunkler als vorher.)

Bei Zusatz von Schwefelsäure wird dagegen die Lösung beim Erhitzen bläulich und dunkler, so dass sich wohl bei der höheren Temperatur mehr Eisensalicylat bildet. Beim Erkalten tritt die frühere Farbe wieder auf. In verdünnteren Lösungen tritt beim Erhitzen nur das Blauwerden auf, welches mit der Veränderung des Eisensalicylats selbst nichts zu thun hat, da sonst die Farbe der Lösung heller oder dunkler werden müsste, was nicht der Fall ist. Dasselbe scheint also auf einer Veränderung des Absorptionsvermögens im Molecül zu beruhen. Aehnlich verhält sich die Lösung bei Zusatz von Salpetersäure. — Phosphorsäure gibt keine analogen Resultate; es scheidet sich festes phosphorsaures Eisenoxyd ab.

Das verschiedene Verhalten der verdünnten und concentrirten Lösungen zeigt, dass ausser der Aenderung, welche die Wärme in der relativen Affinität der Säuren gegen das Eisenoxyd hervorbringt, auch das Wasser eine wesentliche Rolle spielt, durch welches ein mit der Temperatur veränderlicher Theil der Affinität der Säuren gebunden wird. Bei der Salzsäure würde der nicht vom Wasser gebundene Rest mit Erhöhung der Temperatur steigen, obgleich die gesammte Affinitätsenergie abnimmt, und so das Eisensalicylat weiter zersetzt werden; bei der

Schwefelsäure und Salpetersäure würde jener Rest wesentlich constant bleiben. Zugleich wären die Dissociationstemperaturen der vorhandenen Verbindungen zu beachten.

Ferner nimmt bei Zusatz von mehr Wasser die bindende Kraft der Mineralsäure ab, so dass die Menge des Eisensalicylats wächst. Eine mit Salzsäure oder Phosphorsäure versetzte, lila gefärbte Lösung von Eisensalicylat verblasst daher durch Zusatz von Wasser weniger, als eine gleich gefärbte Lösung von Eisensalicylat ohne Säurezusatz. Im ersten Fall kann deshalb auch sogar bei sehr concentrirten Lösungen durch Wasserzusatz die Lösung dunkler und erst bei weiterem Zusatz heller werden.

Eine tief violette, fast undurchsichtige Lösung von Eisensalicylat, welche durch Oxalsäure lila gefärbt ist, ändert sich beim Erhitzen kaum, sie wird nur etwas blauer. Bei Zusatz von mehr Oxalsäure, so dass die Lösung gelblich erscheint, tritt beim Verdünnen die Salicylatfarbe wieder hervor, bei noch mehr Oxalsäure nicht mehr.

Eine durch Zusatz von Weinsäure in gleicher Weise lila gefärbte, vorher undurchsichtige Lösung entfärbt sich beim Erhitzen. Ist die ursprüngliche Lösung etwas verdünnter, so erblasst die Lösung nicht ganz, wird nur etwas blauer und erhält beim Erkalten ihre Farbe wieder. Ebenso verhält sich concentrirte Lösung, die durch wenig Weinsäure nur purpurn gefärbt ist, und in der stets ein Rest von Eisensalicylat zurückbleibt. Ist durch viel Weinsäure die Farbe einer solchen Lösung ganz zerstört, so lässt sie sich durch Wasserzusatz nicht wiederherstellen.

Citronensäure und Bernsteinsäure verhalten sich ähnlich wie die Weinsäure. Bei ersterer erblassen noch so verdünnte Lösungen, dass sie bei Anwendung von Weinsäure nur unvollständig erblasst wären. Von der Bernsteinsäure sind nur im Verhältniss zu den anderen Säuren relativ sehr grosse Mengen erforderlich, um das Eisensalicylat zu zersetzen.

Essigsäure verhält sich ähnlich, indess ist die Menge zur Zersetzung der zur Zersetzung des Eisensalicylats erforderlichen Menge viel grösser. Abweichend, mehr der

Salzsäure ähnlich verhält sie sich, wenn zu einer tintenartig undurchsichtigen Eisensalicylatlösung so viel Essigsäure gesetzt wird, dass die zwiebelrothe Farbe des Eisenacetats an Stelle der dunkleren des Salicylats tritt. Bei Verdünnung mit Wasser tritt dann die Farbe des Eisensalicylats wieder hervor, indem das Wasser einen Theil der Essigsäure bindet.

Ameisensäure verhält sich mehr der Oxalsäure ähnlich, nur sind stets sehr grosse Mengen zur Zersetzung des Salicylats erforderlich. Eine undurchsichtige Lösung von Salicylat, die mit so viel Ameisensäure versetzt ist, dass sie lila erscheint, wird bei Zusatz von wenig Wasser nicht verändert. Erst durch mehr Wasser wird sie heller. Also auch hier wird durch das Wasser, wie bei den Mineralsäuren und der Essigsäure, ein Theil der Anziehung der Ameisensäure gebunden. — Ist aber durch Zusatz von Ameisensäure die Farbe verschwunden, so kann sie durch Zusatz von Alkalilösungen wieder partiell hergestellt werden. Bei Zusatz eines gleichen Volumens Wasser erblasst dagegen die Lösung. Bei den anderen organischen Säuren ist dies nicht der Fall. Bei Ersatz der Ameisensäure durch Essigsäure wird die Farbe der Lösung gerade umgekehrt durch Wasser wiederhergestellt, nicht aber durch Kalilauge.

Dass die Lösung des Eisensalicylats keine festen suspendirten Theile, etwa der ungelösten Verbindung enthält, hat Brücke sowohl durch langes Stehen derselben, wobei kein Absatz erfolgte, als auch durch Diffusionsversuche gegen Wasser in offenem Raum und gegen Salzwasser durch Schweinsblase nachgewiesen, wobei die Diffusion regelmässig erfolgte. Krystallisirt liess sich das Eisensalicylat aus essigsaurem oder ameisensaurem Eisenoxyd und Salicylsäure nicht erhalten. (In Betreff dieser Experimente vgl. auch meine Versuche, auf magnetischem Wege die Dissociationsverhältnisse der Eisenoxydsalze zu bestimmen, welche zugleich quantitative Messungen gestatten. G. W.)

G. W.

VIII. *J. Violle. Specifische Wärme und Schmelzwärme des Platins* (C. R. LXXXV. p. 543—546).

I. Die specifische Wärme des Platins wurde an ganz reinem Metall zwischen verschiedenen Temperaturgrenzen gemessen, zunächst mittelst des Regnault'schen Apparates zwischen 0^0 und 100^0.

Zur Messung bei höheren Temperaturen wurde die Platinmasse (423.140 Grm.) in einem Behälter aus Steingut in eine horizontale Muffel gebracht, welche das Porzellanreservoir eines Deville'schen Luftthermometers enthielt und durch Gas in einem Perrot'schen Ofen mit doppelter Hülle bis zu einer recht constanten Temperatur erhitzt wurde. Darauf wurde das Steingutgefäss aus der Muffel gehoben, das Metall herausgenommen und schnell in ein Platinfläschchen im Wasser des Calorimeters getaucht, welches sich in einer gleichmässig temperirten Umgebung befand. Das Temperaturgleichgewicht im Calorimeter stellte sich innerhalb 15—20 Minuten her, und die Ausstrahlung desselben wurde nach der Regnault-Pfaundler'schen Methode corrigirt. Zur Vermeidung dieser Correction, die jedoch bei einer Temperaturerhöhung von 11—12^0 höchstens 0.3^0 betrug, wurde in anderen Versuchen das heisse Platin direct in das Wasser gesenkt, welches dann in wenigen Secunden die stationäre Temperatur annahm, und von dem dabei nur eine verschwindende Menge verdampft.

Aus den Messungen ergab sich die spec. Wärme des Platins 1) zwischen 0^0 und 100^0: $C_0^{100} = 0.0323$; 2) zwischen 0^0 und 787^0 zu 0.0364, zwischen 0^0 und 780^0 zu 0.0366 also im Mittel: $C_0^{784} = 0.0365$; 3) als Mittel von 12 Bestimmungen zwischen 0^0 und 979—1028^0: $C_0^{1000} = 0.0377$ (Grenzwerthe 0.9375 und 0.0379); 4) als Mittel von 3 Werthen zwischen 0^0 und 1168—1194^0: $C_0^{1177} = 0.0388$ (Grenzwerthe: 0.0388 und 0.0389). Daraus ergeben sich für die mittlere spec. Wärme C_0^t des Platins zwischen 0^0 und t^0 und die spec. Wärme, $\gamma_t = \frac{dQ}{dt}$ bei t^0 die beiden Interpolationsformeln:

$$C_0^t = 0.0317 + 0.000006\,t, \qquad \gamma_t = 0.0317 + 0.000012\,t.$$

Dieselben gelten innerhalb des Temperaturintervalles von 0° bis 1200° und können zur schnellen Bestimmung der spec. Wärmen anderer Körper dienen. Z. B. ist: $\gamma_{100} = 0.0329$, $\gamma_{500} = 0.0377$, $\gamma_{1000} = 0.0437$, $\gamma_{1200} = 0.0461$.

II. Zur Bestimmung des Schmelzpunktes tauchte der Verfasser in geschmolzenes Platin eine dünne Platinspirale und hob mit derselben im Augenblick, wo die Oberfläche des Metallbades fest wurde, eine Rosette von festem Platin heraus, die er in das Wasser des Calorimeters senkte. Aus der Temperaturerhöhung desselben berechnete er sodann die durch 1 Grm. Platin von dem Schmelzpunkt an abgegebene Wärmemenge, und durch die spec. Wärme, die jedoch über 1200° hinaus schneller als nach der obigen Interpolationsformel wächst, seinen Schmelzpunkt, T. Als Mittel aus 5 Versuchen mit verschieden schweren Rosetten ergab sich:

$$T = 1779°.$$

III. Ferner goss der Verfasser eine bestimmte Menge geschmolzenes Platin möglichst in der Nähe seines Schmelzpunktes in das Platinfläschchen des Calorimeters und maass die ganze von ihm abgegebene Wärmemenge. So erhielt er aus 4 Versuchen für die latente Schmelzwärme, λ des Platins als Mittelwerth:

$$\lambda = 27.18 \text{ Cal.}$$

IV. Der Schmelzpunkt des Silbers wurde auf die beschriebene Weise zu 954° bestimmt, und die Messung anderer Schmelzpunkte von dem Verfasser in Aussicht gestellt.

E. L.

IX. *G. Baumgartner. Ueber Verdampfung fester Körper* (Carl Repert. XIII. p. 525—527).

Der Verf. hat die Schnelligkeit des Verdampfens von festem Kampher in verschiedenen Gasen untersucht. Dazu zerrieb er denselben mit ein Paar Tropfen Alkohol fein, breitete ihn auf einer grossen Fläche aus, damit der Alkohol verdampfe und trocknete ihn dann über Chlorcalcium; zum Schluss füllte er ihn in ein kleines Becherglas, über das

eine Glocke gestülpt wurde, durch die man ununterbrochen die betreffenden, mit grösster Sorgfalt gereinigten Gase leitete. Die Versuche ergaben, dass das Gewicht des Kamphers in einer Stunde in Wasserstoff verdampfend, um 21 Mgrm. abnahm, in Luft um 6 Mgrm., in Leuchtgas um 4 Mgrm. und in Kohlensäure um 15 Mgrm. zunahm, indem der Kampher das letztere Gas absorbirte, was wahrscheinlich auch bei Leuchtgas der Fall war.

Chlorkohlenstoff verlor in der Stunde in Wasserstoff 25.2 Mgrm., in Leuchtgas 11.3 Mgrm., in Luft 7.1 Mgrm., in CO_2 5.5 Mgrm.; diese Zahlen verhalten sich wie 3.27 : 1.60 : 1.00 : 0.79, d. h. nahe wie die Verdampfungsgeschwindigkeiten von Flüssigkeiten in denselben Gasen. Kohlenstoffsesquichlorid absorbirte ebenfalls Kohlensäure.

E. W.

X. ***Berthelot,*** *Ueber die Bildungswärme der beiden isomeren Propionaldehyde* (Ann. d. chim. et phys. (5) X. p. 369—376).

Zur Vervollständigung seiner thermochemischen Untersuchungen über die beiden isomeren Propylalkohole hat Berthelot die Bildungswärme des Orthopropylaldehyds bestimmt und dazu die Wärmemenge, welche bei der Oxydation dieses Aldehyds zu Propionsäure frei wird, ermittelt: Abgewogene Mengen von wässerigem Orthopropylaldehyd, verdünnter Schwefelsäure und einer titrirten Lösung von übermangansaurem Kali liess er bei gewöhnlicher Temperatur auf einander einwirken. Um eine zu weit gehende Oxydation des Aldehyds zu verhindern, fügte er nach Verlauf von 4 bis 5 Minuten so viel einer titrirten wässerigen Lösung von Oxalsäure hinzu, dass eine vollständige Entfärbung der Flüssigkeit eintrat. Die Menge der hinzugefügten Oxalsäure wurde gemessen und schliesslich durch Titriren mit übermangansaurem Kali die zur Oxydation des Aldehyds verbrauchte Sauerstoffmenge bestimmt. Es zeigte sich dabei, dass auf ein Aequivalent $C_3H_6O = 58$ Grm. 16.12 Grm. Sauerstoff kamen (die Formel: $C_3H_6O + O = C_3H_6O_2$ verlangte 16 Grm.).

Zur Ermittelung der bei der Oxydation des Orthopropylaldehyds frei werdenden Wärme wurde gemessen, welche Wärmemengen sich entwickeln 1) bei der Lösung des Aldehyds in der verwendeten Menge Wasser, 2) bei der Mischung der Schwefelsäure mit dem übermangansauren Kali, 3) bei der Einwirkung vorstehenden Gemisches auf das Aldehyd, 4) bei der Reaction der hinzugefügten Oxalsäure auf die gesammte Flüssigkeit.

Bei zwei Versuchen fand sich die Wärmeentwickelung für die Umsetzung C_3H_6O aq + O gasf. = $C_3H_6O_2$ aq bei 23°, resp. +69800 und +70700, im Mittel +70300 Cal.

Ferner ist die Wärmeentwickelung bei der Mischung des Aldehydes mit Wasser:

$$C_3H_6O \text{ rein } + 840\ H_2O \text{ bei } 23^0 = 4000.$$

Da beim Lösen der Propionsäure in Wasser +500 Cal.[1]) frei werden, so hat man für die wasserfreie Substanz:

C_3H_6O rein + O = $C_3H_6O_2$ rein . . . . +73800 Cal.

Diese Zahl kommt derjenigen, welche der Verf. früher für Ueberführung des Acetaldehyds in Essigsäure gefunden hat, 70100 Cal. sehr nahe.

Hervorzuheben sind ferner noch folgende Zahlen.

Bildung des Propionaldehyds aus

Orthopropylalkohol: $C_3H_8O + O = C_3H_6O + H_2O$ +56600 C.
Propylen: $C_3H_6 + O = C_3H_6O$ gasförmig . . +66000 „

Ferner sind bei:

	Die Bildungswärme aus Propylen	Die Verbrennungswärme	Die Bildungswärme aus d. Elementen
Isopropylaldehyd oder Aceton	68500	424000	65000
normal. Propionaldehyd	73000	419000	69600

Aus der annähernden Uebereinstimmung dieser Zahlen schliesst der Verf., dass die Verwandlung eines primären normalen Aldehyds in das isomere secundäre eine nur sehr geringe oder gar keine Wärmemenge erzeugt. Lbg.

1) Ann. d. chim. et phys. (5) VI. p. 331.

XI. ***Berthelot.*** *Ueber die Bildungswärme der hydroschwefligen Säure* (Ann. d. chim. et phys. (5) X. p. 389—396).

Um die Wärmetönung bei Bildung der hydroschwefligen Säure zu bestimmen, hat der Verf. die Wärmemenge gemessen, welche frei wird, wenn das Zink- und das Natronsalz dieser Säure zu gleichen Theilen in Wasser gelöst durch Einleiten von Sauerstoff in die entsprechenden schwefligsauren Salze übergeführt werden. Als Calorimeter diente eine geräumige Glasflasche, welche je 650 Cc. der zu untersuchenden Salzlösung enthielt. Drei nach einander angestellte Versuche ergaben für 16 Grm. absorbirten Sauerstoff eine Wärmeentwickelung von:

68000 Cal., 68020 Cal., 67640 Cal., im Mittel 67880 Cal.

Zur Bestimmung der Warmetönung bei Oxydation der freien hydroschwefligen Säure zu schwefliger Säure musste man von dieser Zahl die Differenz der Wärmemengen abziehen, welche durch die Neutralisation der beiden Säuren mit Natron und Zinkoxyd frei werden. Diese Differenz α ist nicht bekannt, liegt aber nach Annahme des Verfassers innerhalb der Grenzen 0 und 6000 Cal. Die Wärmeentwickelung bei Umwandlung der hydroschwefligen Säure in schweflige Säure ist hiernach = 68000 Cal. $- \alpha$.

Diese Zahl stimmt annähernd mit der überein, welche sich aus früheren von Thomsen u. a. angestellten Versuchen für die Wärmetönung bei Verwandlung der schwefligen Säure in Schwefelsäure ergibt. Danach ist nämlich:

SO_2 aq + O gasf. = $SO_3 . H_2O$ aq . . . 64300 Cal.

Unter Vernachlässigung von α ist für:

	Die Wärmeentwickelung
S + O + aq = $SO . H_2O$ aq	+ 17400 Cal.
S + O_2 + aq = SO_2 aq	+ 85200 „
S + O_3 + aq = $SO_3 . H_2O$ aq	+149400 „

Für verschiedene andere Reactionen gibt der Verf. noch folgende Zahlen:

S + H_2 + O_2 + aq	= $SO . H_2O$ aq	+86400 Cal.
S + H_2O_2 + aq	= $SO . H_2O$ aq	+39000 „
SO_2 + H_2 + aq	= $SO . H_2O$ aq	+ 1200 „
H_2S aq + O_2	= $SO . H_2O$ aq	+77200 „

endlich für die Zersetzung der hydroschwefligen Säure in Schwefelsäure und Schwefelwasserstoff:

$$2\,(SO.H_2O)\,aq = SO_3.H_2O\,aq + H_2S\,aq \quad . \quad +54800\ Cal.$$

Lbg.

XII. ***Berthelot.*** *Ueber die Bildungswärme des Hydroxylamins oder Oxyammoniaks* (Ann. d. chim. et phys. (5) X. p. 433—447).

Der Verfasser hat die Bildungswärme des Hydroxylamins oder Oxyammoniaks aus der Wärmemenge berechnet, welche frei wird bei Zersetzung der krystallisirten salzsauren Verbindung desselben mit einer gesättigten wässerigen Lösung von Aetzkali. Da die Zersetzung des Oxyammoniaks unter obigen Bedingungen nach der Formel:

$$NH_3O = {}^2/_3 N + {}^1/_3 NH_3 + H_2O$$

sehr schnell vor sich geht, und die Menge des sich entwickelnden Stickstoffs wegen der Controle, ob der Process in der gewünschten Weise verlaufen ist, gemessen werden muss, so bediente sich der Verf. zu seinen Versuchen eines besonderen Apparates, welcher ihm gestattete, die beiden in Reaction tretenden Körper erst in dem geschlossenen Calorimeter zusammenzubringen und den entwickelten Stickstoff aufzufangen.

Zur Bestimmung der Zersetzungswärme des freien Oxyammoniaks wurde gemessen: 1) die Wärmemenge, welche frei wird bei der Zersetzung des krystallisirten salzsauren Oxyammoniaks mittelst Aetzkali in wässeriger Lösung; 2) die Wärmemenge, welche frei wird, wenn das gleiche Gewicht des zum Versuche verwendeten Aetzkalis auf die in dem Calorimeter enthaltene Menge Wassers einwirkt; 3) die Lösungswärme des verwendeten salzsauren Oxyammoniaks in der im Calorimeter enthaltenen Menge Wasser; 4) die Wärmemenge, welche frei wird, wenn salzsaures Oxymmoniak in verdünnter wässeriger Lösung durch wässeriges Aetzkali zerlegt wird.

In letzterem Falle wird das Oxyammoniak frei, ohne eine Zersetzung zu erleiden.

Aus den angestellten Messungen ergaben sich folgende Zahlenwerthe:

		Wärmeentwickelung
$NH_3O\,aq = \frac{2}{3}N + \frac{1}{3}NH_3\,aq + H_2O$	+57300 u.	+ 56700 Cal.
	im Mittel	57000 „
$NH_3O\,aq + HCl\,aq$ bei 24°	+	9200 „
$NH_3O \cdot HCl$, krystallis. beim Lösen in Wasser (1 Thl. Salz +90 Thl. aq bei 12.8°) . . .	—	3310 „
$\frac{1}{2}(NH_3O)_2 \cdot SO_4H_2$ + 100 Thl. aq bei 12.5° .	—	2900 „
$NH_3O\,aq + \frac{1}{2}SO_4H_2\,aq$ bei 12.5°	+	10800 „

Bildung aus den Elementen:

$N + H_3 + O + aq = NH_3O\,aq$	+	23700 „
$N + H_3 + O + HCl\,aq = NH_3O \cdot HCl\,aq$ . . .	+	32900 „
$N + H_4 + O + Cl = NH_3O \cdot HCl$ krystallisirt .	+	75500 „
$N + H_3 + O + \frac{1}{2}SO_4H_2aq = \frac{1}{2}(NH_3O)_2SO_4H_2\,aq$	+	34500 „
$N + H_4 + O_3 + \frac{1}{2}S = \frac{1}{2}(NH_3O)_2 \cdot SO_4H_2$ krystall.	+	143500 „

Verschiedene Bildungsweisen:

$NH_3\,aq + O = NH_3O\,aq$	—	11400 „
$NH_3 \cdot HCl\,aq + O = NH_3O \cdot HCl\,aq$	—	16700 „
$NH_3 \cdot HCl$ fest $+ O = NH_3O \cdot HCl$ krystall. .	—	15400 „
$\frac{1}{2}(NH_3)_2 \cdot SO_4H_2\,aq + O = \frac{1}{2}(NH_3O)_2 \cdot SO_4H_2\,aq$	—	15100 „
$\frac{1}{2}(NH_4)_2 \cdot SO_4H_2$ kryst. $+ O = \frac{1}{2}(NH_3O)_2 \cdot SO_4H_2$ kr.	—	13500 „
$NO + H_3 + aq = NH_3O\,aq$	+	67000 „

Die fünf erstan dieser verschiedenen Bildungsweisen sind nur hypothetisch, die sechste dagegen ist bei Anwendung nascirenden Wasserstoffs wirklich ausführbar.

Verschiedene Reactionen:

$NH_3O\,aq + H_3 = NH_3 + H_2O + aq$ . . +80400 Cal.

$NH_3O\,aq + \frac{1}{2}O = N + 1\frac{1}{2}H_2O$ . . . . +79800 „ u. s. w.

XIII. ***Berthelot.*** *Ueber einige der wichtigsten Zahlenwerthe der Thermochemie* (C. R. LXXXIV. p. 674—680).

Der Verf. hat einige der wichtigsten Zahlenwerthe der Thermochemie, von denen er glaubte, dass sie noch nicht mit genügender Sicherheit bekannt seien, festzustellen versucht.

1) Die Verbrennungswärme des Schwefels bezogen auf 32 Grm. Schwefel ist nach Dulong = 83200 Cal., nach Hess =82200 Cal., nach Andrews =73800 Cal., nach Favre und Silbermann =71200 Cal. für octaedrischen Schwefel. Berthelot, welcher die Verbrennung des Schwefels nach seinen Angaben mit ganz besonderer Sorgfalt vorgenommen hat, findet Zahlenwerthe zwischen 68780 und 69400 Cal., im Mittel 69100 Cal.

Unter Zugrundelegung nachstehender Data berechnet der Verf. die Bildungswärme der Schwefelsäure und schwefelsauren Salze.

$S + O_2 = SO_2$ gasf.	+69100 Cal.	(B.)
SO_2 gasf. + aq = SO_2 aq	+ 7700 „	(T., F.)
SO_2 aq + 2 Cl + 2 H_2O = $SO_3 H_2O$ aq .	+73900 „	(T.)
H + Cl + aq = H Cl aq	+39300 „	(T.)
$H_2 + O = H_2O$	+69000 „	(versch. Aut.)

Daraus ergibt sich:

SO_2 aq + O + H_2O + aq = $SO_3 . H_2O$ aq . . .	+ 64300 Cal.
SO_2 gsf. + O + H_2O + aq = $SO_3 . H_2O$ aq . . .	+ 72000 „
S + O_3 + H_2O + aq = $SO_3 . H_2O$ aq	+141000 „

ferner:

SO_3 + aq = $SO_3 . H_2O$ aq	+37400 Cal.	(B.)
$SO_3 . H_2O$ wasserfr. + aq = $SO_3 . H_2O$ aq	+17000 „	versch. Autor.

Hieraus berechnet der Verf.:

S + O_3 = SO_3 (wasserfrei)	+103600 Cal.
SO_2 + O = SO_3 (wasserfrei)	+ 34400 „
S + O_3 + H_2O = $SO_3 . H_2O$	+124000 „
S + O_4 + H_2 = $SO_4 . H_2$	+193000 „

und mit Benutzung verschiedener anderer Werthe:

S + O_4 + K_2 = $SO_4 K_2$	+342200 Cal.
S + O_4 + Na_2 = $SO_4 Na_2$	+326400 „
S + O_4 + Pb = SO_4 Pb	+214000 „
S + O_4 + Zn = SO_4 Zn	+233400 „
S + O_4 + Cu = SO_4 Cu	+182800 „

2) Die Bildungswärme der Bromwasserstoffsäure ist von Favre und Silbermann und ebenso von Thomsen aus der Wärmemenge hergestellt worden, welche frei wird, wenn man Bromkalium mittelst Chlor zersetzt. Der Verf. hat direct die Wärmetönung bei Bildung der Bromwasserstoffsäure nach folgender Formel bestimmt:

$$SO_2\,aq + Br\,(\text{flüssig}) + 2\,H_2O = SO_4H_2\,aq + H\,Br\,aq$$

und hieraus berechnet:

$H + Br + aq = H\,Br\,aq$	$+29500$ Cal.
$H + Br$ gasf. $+ aq = H\,Br\,aq$	$+33100$ „

Nach früheren Bestimmungen[1]) ist:

$H\,Br$ gasf. $+ aq = H\,Br\,aq$	$+20000$ Cal.

woraus sich ergibt:

$H + Br$ flüssig $= H\,Br$ gasförmig	$+ 9500$ Cal.
$H + Br$ fest $= H\,Br$ „	$+ 9400$ „
$H + Br$ gasf. $= H\,Br$ „	$+13500$ „

3) Die Bildungswärme der Jodwasserstoffsäure wurde abgeleitet aus der Wärmetönung bei der Reaction

$\frac{1}{2}SO_2\,aq + J$ fest $+ H_2O = \frac{1}{2}SO_4H_2\,aq + H\,J\,aq$. $+10900$ Cal.

woraus sich ergibt:

$H + J$ fest $+ aq = H\,J\,aq$	$+13200$ Cal.
$H + J$ gasf. $+ aq = H\,J\,aq$	$+18800$ „
$H + J$ fest $= H\,J$ gasf.	$- 6400$ „
$H + J$ flüssig $= H\,J$ gasf.	$- 4500$ „
$H + J$ gasf. $= H\,J$ gasf.	$- 800$ „

4) Der Verf. hat bromsaures Kali mit schwefliger Säure in Gegenwart eines grossen Ueberschusses von Wasser reducirt. Seine Versuche führten zu folgenden Zahlen:

$Br\,O_3K + aq$ (50 Thl.) bei 11^0	$- 9850$ Cal.
Br flüssig $+ O_3 + aq = Br\,O_3H\,aq$	-24800 „
Br gasf. $+ O_3 + aq = Br\,O_3H\,aq$	-21100 „

---

1) Ann. d. chim. et phys. (4) IV. p. 477.

$Br\,O_3\,H\,aq = H\,Br\,aq + O_3$ . . . . +15500 Cal.
$Br\,O_3\,K$ fest $= K\,Br$ fest $+ O_3$ . . . . +11100 „

5) Unterbromige Salze bilden sich leicht, wenn Brom auf wässerige Alkalien einwirkt. Bei einem Ueberschuss von Alkali hat der Verf. gefunden:

Na OH aq + Br bei 9° . . . . +6000 Cal.
K OH aq + Br bei 11° . . . . +5950 „
Ba OH aq + Br bei 13° . . . . +5700 „

Nimmt man an, dass die wässerige unterbromige Säure beim Neutralisiren mit den Basen dieselbe Wärmemenge entwickelt, wie die unterchlorige Säure, so lässt sich aus diesen Zahlen die Bildungswärme der unterbromigen Säure berechnen:

Br flüssig + O + aq = Br OH aq . . . . . . −6700 Cal.
Br gasf. + O + aq = Br OH aq . . . . . . −3000 „

Die Bildungswärme der unterchlorigen Säure ist = 2900 Cal.

Lbg.

XIV. ***Berthelot.*** *Tabelle der hauptsächlichsten Daten der Thermochemie* (Annuaire pour l'an 1877 publié par le Bureau des Longitudes, p. 395—442).

In dem von dem „Bureau des longitudes in Paris" herausgegebenen Annuaire für 1877 gibt Berthelot eine Zusammenstellung der von ihm selbst und anderen aufgefundenen Zahlenwerthe der Thermochemie, welche in den nachstehenden Tabellen wiedergegeben sind. Die Namen der Autoren sind durch die Anfangsbuchstaben den Zahlen beigefügt. Es bedeutet:

Al = Alluard, A = Andrews, B = Berthelot, D = Dulong, Ds = Desains, Dt = Ditte, Dv = Deville, F = Favre, G = Grassi, Gh = Graham, H = Hautefeuille, Hs = Hess, L = Longuinine, P = Person, R = Regnault, T = Thomsen, Tr = Troost, S = Silbermann, W = Woods. Die nicht durch Versuche gefundenen, sondern nach Analogien durch Rechnung ermittelten Zahlenwerthe sind mit einem * bezeichnet. Als Gewichtseinheit ist das Kilogramm gewählt.

Tabelle I.

ıg der wichtigsten chemischen Verbindungen, die Bestandtheile und die Ver-
.ndungen bezogen auf den Zustand, in welchem sie sich bei 15⁰ befinden.

Name	Bestandtheile	Aequiv. der Verbindung	Entwickelte Wärme gasförmig	flüssig	fest	in Lösung	Autoren
vasserstoff	$H+Cl$	36.5	+22.0	—	—	+ 39.3	
wasserstoff	$H+Br$ [1]	81	+ 8.4	—	—	+ 28.4	T.
ısserstoff	$H+J$	128	— 6.2	—	—	+ 13.2	
·r	H_2+O	18	+47.2	+690	70.4	—	D., Hs., F. u. S., G.,A.,T.
·rstoffsuper- d	H_5+O_2	34	—	—	—	+ 46.6	F. u. S T., B.
·felwasserstoff	H_2+S	34	+ 4.6	—	—	+ 9.2	H., T.
vasserstoff	H_2+Se	81	— 5.4	—	—	—	H.
›n ak	H_3+N	17	+26.7	—	—	+ 35.2	T.
nmoniak	$N+H_3+O$	33	—	—	—	+ 47.4	B.
len(C=Diam.)	C_2+H_2	26	−64.0	—	—	—	
len id.	C_2+H_4	28	— 8.0	—	—	—	D., F.u. S.,A.,T.
·l	$2(C+H_3)$	30	+28.0*	—	—	—	
fgas	$C+H_4$	16	+22.0	—	—	—	D., F. u. S., A.
›xydul	N_2+O	44	−18.0	— 13.6	—	—	F.u.S., T.
›xyd	$N+O$	30	−43.3	—	—	—	
rigs.-Anhydr.	N_2+O_3	76	−65.6	—	—	— 17.8	
salpetersäure	$N+O_2$	46	−24.3	— 20.0	—	—	
·ers.-Anhydrid	N_2+O_5	108	−44.6	— 39.8	— 31.6	— 14.8	B.
·ersäure	$N+2\frac{1}{2}O+\frac{1}{2}H_2O$	63	—	—	— 14.6	— 7.4	
	$N+O_3+H$		—	—	+ 19.9	+ 27.1	
›schweflige S.	$S+O+H_2O$	66	—	—	—	+ 17.4	
schweflige S.	$S_2+O_2+H_2O$	114	—	—	—	+586	T.
·flige Säure	$S+O_2$	64	+77.6	—	—	+ 85.2	D., Hs., F. u. S., A.
·fels.-Anhydr.	$S+O_3$	80	—	—	+111.6	+149.4	D., Hs., F. u. S., A., T., B.
	SO_2+O+H_2O	98	—	+ 54.4	—	+ 71.4	
·fels.-Hydrat	$S+O_3+H_2O$	98	—	+132.0	+133.0	+149.0	
	$S+O_4+H_2$	98	—	+201.0	+202.0	+218.0	
·fels.-Bihydrat	$SO_4H_2+H_2O$	116	—	+ 6.2	+ 9.0[1]	—	B.
·horsäure	P_2+O_5	142	—	—	+363.8	+405.4	
ige Säure	As_2+O_3	198	—	—	+154.6	+147.0	T.
säure	As_2+O_5	230	—	—	+219.4	+225.4	
ure r-amorph)	B_2+O_3	70	—	—	+317.2	+325.6	Tr. u. H.
chlorige Säure	Cl_2+O	87	−15.2	—	—	— 5.8	T. u. B.
ige „	Cl_2+O_3	119	—	—	—	—	
chlorsäure	Cl_2+O_4	135	—	—	—	—	
säurehydrat	$Cl+\frac{1}{2}O_5+\frac{1}{2}H_2O$	84.5	—	—	—	— 12.4	B.
·nsäure Diamant	$C+O_2$	44	+94.0	—	+100.0	+ 99.6	F. u. S.
morph			+97.0	—	+103.0	+102.6	
·noxyd Diamant	$C+O$	28	+25.0	—	—	—	F. u. S., G., A., T., B.
morph			+28.0	—	—	—	

Name	Bestandtheile	Aequiv. der Verbindung	Entwickelte Wärme gasförmig	flüssig	fest	in Lösung
Schwefelkohlenstoff						
C = Diamant	$C+S_2$	76	— 15.6	— 9.2	—	—
C = amorph			— 12.6	— 6.2	—	—
Kieselsäure						
Si amorph	$Si+O_2$	60	—	—	+219.2	—
Si krystallisirt					+227.3	—
Zinnoxydul	$Sn+O$	134	—	—	+ 70.2	—
Zinnoxyd	$Sn+O_2$	150	—	—	+141.2	—
Chlorstickstoff	$N+Cl_3$	120.5	—	— 38.1	—	—
3 f. Chlorphosphor	$P+Cl_3$	137.5	+ 68.9	+ 75.8	—	—
3 f. Bromphosphor	$P+Br_3$	271	—	+ 42.6	—	—
5 f. Chlorphosphor	$P+Cl_5$	208.5	—	—	+107.8	—
	PCl_3+Cl_2				+ 32.0	—
Phosphoroxychlorid	$P+Cl_3+O$	153.5	—	+142.4	—	—
	PCl_3+O			+ 66.6	—	—
Arsenchlorür	$As+Cl_3$	181.5	+ 66.2	+ 74.6	—	—
Antimonchlorür	$Sb+Cl_3$	228.5	—	—	+ 86.3	—
Borchlorid	$B+Cl_3$	117.5	+104.0	—	—	—
Siliciumchlorid						
Si = amorph.	$Si+Cl_4$	170	—	+157.6	—	—
Si = krystallisirt				+165.7	—	—
Cyan C = Diamant	$C+N$	26	+ 41.0	—	—	—
Blausäure id.	$C+N+H$	27	+ 14.1	— 8.4	—	+ [illegible]
Cyankalium	$C+N+K$	65.1	—	—	+ 45.7	+ 42.9
Cyanammonium	$C+N_2+H_4$	44	—	—	+ 32.7	+ 28.[illegible]
Cyanquecksilber	$2C+2N+Hg$	252	—	—	— 20.4	— 23.4
Cyansilber	$C+N+Ag$	134	—	—	— 18.6	—
Chlorcyan	$C+N+Cl$	61.5	— 21.5	— 13.2	—	—
Jodcyan	$C+N+J$	153	—	—	— 23.1	— 25.9
Cyansaures Kali	$C+N+K+O$	81.1	—	—	+116.5	+111.3
Ozon	$O+O_2$		— 29.6	—	—	—

Die entwickelten Wärmemengen, wenn beide Substanzen gasförmig angenommen den, sind bei HBr +12.4, bei HJ —0.6, bei H_2O +59.0, bei H_2S +7.2, bei SO_2 +
bei Kohlensäure +69.0.

Tabelle II. **Bildung von festen Salzen aus den wasserfreien Säuren und Basen, beide in festem Zustande.**

Salpetersaure Salze			Schwefelsaure Salze		
N_2O_5	+ Ba O	+81.4	SO_3	+ H_2O	+ 19.8
N_2O_5	+ Sn O	+76.2	SO_3	+ Ba O	+102.0
N_2O_5	+ Ca O	+59.2	SO_3	+ Sr O	+ 95.6
N_2O_5	+ Pb O	+40.2	SO_3	+ Ca O	+ 84.0*
N_2O_5	+ Ag_2O	+38.4	SO_3	+ Pb O	+ 60.8
CO_2 (fest)	+ Ba O	+50.0*	SO_3	+ Zn O	+ 45.0
			SO_3	+ Cu O	+ 42.6
			SO_3	+ Ag_2O	+ 56.0

Tabelle III. Bildung von festen Salzen aus gasförmigen wasserfreien Säuren und festen Basen.

$N_2O_5 + BaO$	+111.2	$(C_2H_3O)_2 + BaO$	+70.0*
$N_2O_2 + BaO$	+ 67.6	$CO_2 + BaO$	+56.0

Tabelle IV. Bildung fester Salze aus den festen Hydraten der Säuren und Basen. Säure + Base = Salz + Wasser (fest).

Metalle	Ameisensaures Salz $HCOOM$	Essigsaures Salz CH_3COOM	Benzoesaures Salz C_6H_5COOM	Pikrinsaures Salz $C_6H_2(NO_2)_3OM$	Schwefelsaures Salz SO_4M_2	Oxalsaures Salz $\frac{1}{2}\left\{\begin{matrix}COOM\\COOM\end{matrix}\right\}$	Weinsaures Salz $\frac{1}{2}\left\{\begin{matrix}CH(OH)COOM\\CH(OH)COOM\end{matrix}\right\}$
K	+25.5	+21.9	+22.5	+30.5	+81.4	+29.4	+27.1
Na	+23.2	+18.3	+17.4	+24.3	+69.4	+26.5	+22.9
Ba	+37.0	+30.4	—	—	+66.0	+20.8 [1])	—
Sr	+33.4	+29.4	—	—	+59.0	+21.3 [1])	—
Ca	+27.0	+21.2	+16.4	—	+49.4	+18.9 [1])	+16.7 [1])
Mn	+15.2	+ 9.0	—	—	+31.2	+13.2 [1])	—
Zn	+12.4	+ 6.6	—	—	+23.8	+11.5 [1])	—
Cu	+10.8	+ 8.6	—	—	+21.0	—	—
Pb	+18.2	+10.2	—	—	+39.8	+13.1	—
Ag	+ 9.1	+ 7.6	—	—	+35.8	+12.5	—

[1]) Diese Zahl bezieht sich auf das wasserhaltige gefällte Salz.

Bildung fester Ammoniaksalze.

ıbelle V. Aus den festen Säurehydraten und den gasf. Basen.

ısens.	$HCOOH$	$+NH_3$	+21.0
gs.	CH_3COOH	$+NH_3$	+18.5
zoes.	C_6H_5COOH	$+NH_3$	+17.0
ins.	$C_6H_2(NO_2)_3OH$	$+NH_3$	+22.9
vefels.	$\frac{1}{2}SO_4H_2$	$+NH_3$	+33.8
.s.	$\frac{1}{2}\left\{\begin{matrix}COOH\\COOH\end{matrix}\right\}$	$+NH_3$	+24.4

ıbelle VI. Aus den gasf. Säuren und aus den gasf. Basen.

säure	HCl	$+NH_3$	+42.5
nwasser-offsäure	HBr	$+NH_3$	+45.6
vasser-offsäure	HJ	$+NH_3$	+44.2
ıwasser-offsäure	$H(CN)$	$+NH_3$	+20.5
vefel-sserstoffs.	H_2S	$+NH_3$	+23.0
₂säure	C_2H_5COOH	$+NH_3$	+27.0
isensäure	$HCOOH$	$+NH_3$	+29.0
etersäure	NN_3H	$+NH_3$	+30.0*

Tabelle VII. Aus den Säureanhydriden, Wasser und d. Basen, alle 3 gasf.

Salpeters. Salz	$\frac{1}{2}N_2O_5 + \frac{1}{2}H_2O + NH_3$	+47.1
Salpetrigs. Salz	$\frac{1}{2}N_2O_3 + \frac{1}{2}H_2O + NH_3$	+33.7
Essigsaur. Salz	$\frac{1}{2}(C_2H_2O_4)_2O + \frac{1}{2}H_2O + NH_3$	+41.0*
Saureskohlens. Salz	$CO_2 + H_2O + NH_3$	+30.4
Ameisens. Salz	$CO_2 + H_2O + NH_3$	+31.6

Tabelle VIII. Aus den gasförmigen Elementen.

Chloramm.	$Cl + H_4 + N$	+91.2
Jodammon.	J (gasf.) $+ H_4 + N$	+70.5
Ammoniumsulfhydrat	S (gasf.) $+ H_5 + N$	+56.9
Salpetrigsaur. Ammoniak	$O_2 + H_4 + N_2$	+57.6
Salpetersaures Ammoniak	$O_3 + H_4 + N_2$	+80.7
Salzsaures Oxyammon.	$Cl + H_4 + N + O$	+75.5

Tabelle IX.

Bildung der Metalloxyde nach Thomsen.

Bestandtheile	Aequivalent	Entwickelte Wärme fest	Entwickelte Wärme in Lösung	Bestandtheile	Aequivalent	Entwickelte Wärme fest	Entwickelte Wärme in Lösung
K, ½O, ½H_2O	56.1	+ 69.8	+ 82.3	Fe, O	72	68.2	—
K, H, O		+104.3	+116.8	Fe_2, O_3	160	191.2	—
Na, ½O, ½H_2O	40	+ 67.8	+ 77.6	Zn, O	81	+ 85.4	—
Na, H, O		+102.3	+112.1	Zn, O, H_2O	99	+ 82.6	—
Li, ½O, ½H_2O	24	—	+ 83.3	Cd, O	128	+ 65.6	—
Li, H, O			+117.8	Pb, O	223	+ 50.2	—
N, H_3, H_2O	35	—	+ 35.2	Tl_2, O	424	42.2	+39.2
N, H_5, O			+104.2	Tl_2, O, H_2O	442	45.4	+39.2
Mg, O, H_2O	58	+149.0	—	Cu_2, O	142.8	+ 40.8	—
Mg, H_2, O_2		+218.0	—	Cu, O	79.4	+ 37.2	—
Al, 1½O, 1½H_2O	78.4	+194.4	—	Hg_2, O	416	+ 42.2	—
Mn, O	71	+ 94.8	—	Hg, O	216	+ 30.6	—
Mn, O_2	87	+116.2	—	Ag_2, O	232	+ 6.0	—
Mn_2, O_7, H_2O	240	—	178.0				

Tabelle X.

Bildung der Chlorverbindungen der Metalle nach Thomsen.

Bestandtheile	Aequivalent	Entwickelte Wärme fest	Entwickelte Wärme in Lösung	Bestandtheile	Aequivalent	Entwickelte Wärme fest	Entwickelte Wärme in Lösung
K, Cl	74.6	+105.6	+101.2	K, Br	119.1	+95.0	+89.9
Na, Cl	58.5	+ 97.7	+ 96.8	K, J	166.6	+79.8	+74.7
Li, Cl	42.5	+ 93.8	+102.2	Pb, Br_2	367	+64.4	—
Mg, Cl_2	95	+151.0	+187.0	Pb, J_2	461	+39.6	—
Al, Cl_3	132.9	+160.9	+237.8	Cu, Br	143.4	+25.0	—
Mn, Cl_2	126	+112.0	+128.0	Cu, J	190.4	+16.3	—
Fe, Cl_2	127	+ 82.0	+100.0	Cu, Br_2	223.4	+40.8	—
Fe, Cl_3	161.5	+ 96.0	+127.7	Hg, Br	280	+32.1	—
Zn, Cl_2	136	+ 97.2	+112.8	Hg, J	327	+24.2	—
Cd, Cl_2	183	+ 93.2	+ 96.2	Hg, Br_2	360	+50.6	—
Pb, Cl_2	278	+ 82.8	+ 89.6	Hg, J	454	+34.4	—
Tl, Cl	239.5	+ 48.6	+ 38.5	Ag, Br	188	+22.7	—
Cu, Cl	98.9	+ 32.9	—	Ag, J	235	+13.8	—
Cu, Cl_2	134.4	+ 51.6	+ 62.6	KCN	65.1	+86.7	+83.9
Hg, Cl	235.5	+ 41.3	—	Hg, $(CN)_2$	252	+61.6	+58.6
Hg, Cl_2	271	+ 63.2	+ 59.8	Ag, Cn	134	+22.4	—
Ag, Cl	143.5	+ 29.4	—				

Tabelle XI.

Bildung der hauptsächlichsten festen Salze der Sauerstoffsäuren aus den Elementen, bezogen auf ihren wirklichen Zustand, nach Berthelot.

Salpeters. S.	N, O_3, K	+97.0	Salpeters. S.	2 N, 2 O_3, Pb	+ 61.4
	N, O_3, Na	+88.6		N, O_3, Ag	+ 6.5
	N_2, O_3, H_4	+80.7	Schwefels. S.	S, O_4, K_2	+350.8

Schwefels. S.	S,O_4,Na_2	+335.0	Kohlens. S. (Kohlenstoff =Diamant)	C,O_3,K_2	+277.8
	S,O_4,Mg	+309.0		C,O_3,Na_2	+269.6
	S,O_4,Mn	+256.2			
	S,O_4,Pb	+222.6	Ameisens. S.	C,H,K,O_2	+155.1
	S,O_4,Zn	+242.0	(id.)	C,H,Na,O_2	+150.6
	S,O_4,Cu	+191.4	Essigsaure S.	C_2,H_3,K,O_2	+174.2
	S,O_4,Ag_2	+136.4	(id.)	C_2,H_3,Na,O_2	+168.6
Unterschwefligsaur. Kali	S_2,O_3,K_2	+274.8	Oxalsaure S.	C_2,K_2,O_4	+323.6
			(id.)	C_2,Na_2,O_4	+313.8

Tabelle XII.

ldungswärme organischer Körper aus den Elementen, Kohlenstoff kry-
llisirt, Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff gasförmig, berechnet von
Berthelot aus der Verbrennungswärme und anderen Daten.

Name	Bestandtheile	Entwick. Wärme	Name	Bestandtheile	Entwick. Wärme
an gasförmig	$(CN)_3$ C_2,N_2	— 82.0	Phenol	C_6,H_6,O	+ 34.0
anwas- gasf.	C,N,H	— 14.1	Glycose (Traubenzucker)	C_6,H_{12},O_6	+265.0*
erstoffs. flüss.		— 8.4	Aether	C_4,H_{10},O	+ 53.0
lorcyan gasf.	C,N,Cl	— 21.5	Amyläthyläther	C_7,H_{16},O	+ 49.0*
flüss.		— 13.2	Aldehyd gasf.	$C_2.H_4,O$	+ 46.0
dcyan fest	C,N,J	— 23.1	flüss.		+ 40.0
neisens. Kali	C,H,K,O_2	+155.1	Aceton	C_3,H_6,O	+ 65.0
sigsaures „	C_2,H_3,K,O_2	+174.2	Orthopropylaldehyd	C_3,H_6,O	+ 69.0
alsaures „	C_2,H_2,O_4	+323.6	Ameisens. gasf.	C,H_2,O_2	+ 87.4
ldung eines ðh Homologs	$(A),C,H_2$	+ 6.0	flüss.		+ 93.0
rwandlung d. morph. Kohle			fest		+ 95.5
Diamant	C_2	+ 6.0	Essigsäure gasf.	C_2,H_4,O_2	+109.9
hlenoxyd			flüss.		+116.0
(C = Diam.)	C,O	+ 25.0	fest		+118.4
hlens. (id.)	C,O_2	+ 94.0	Essigsäureanhydrid flüssig	C_4,H_6,O_3	+150.0
etylen (id.)	$2(C,H)$	— 64.0	Butters. „	C_4,H_8,O_2	+155.0
thylen (id.)	$2(C,H_2)$	— 8.0	Valeriansäure	C_5,H_{10},O_2	+158.0
thyl (id.)	$2(C,H_3)$	+ 14.0*	Margarins. flüss.	C_{16},H_{32},O_2	+223.0
mpfgas (id.)	C,H_4	+ 22.0	Oxalsäure fest	C_2,H_2,O_4	+197.0
ylen gasf.	C_5,H_{10}	+ 5.4	Oleïn	C_{57},H_{104},O_6	+228.0*
flüss.		+ 10.6	Chloräthyl gasf.	C_2,H_5,Cl	+ 28.0*
amylen	$2(C_5,H_{10})$	+ 11.8	flüss.		+ 34.4*
thalen (Ceten			Jod- gasf. (J=gsf.)	C_2,H_5,J	+ 7.0*
l. Aethalol	C_{16},H_{32}	+118.0	äthyl flüss. (J=fest)		+ 12.7*
ronenöl	C_{10},H_{16}	+ 2.0	Chloramyl flüss.	C_5,H_{11},Cl	+ 50.0
rpentinöl	C_{10},H_{16}	+ 17.0	Bromamyl	C_5,H_{11},Br	+ 34.0
reben	C_{10},H_{16}	+ 42.0	Jodamyl	C_5,H_{11},J	+ 19.5
nzol	C_6,H_6	0*	Salpetersäureäther	C_2,H_5,N,O_3	+ 30.7
thylalkohol	C,H_4,O	+ 62.0			
thylalkohol	C_2,H_6,O	+ 74.0	Acetylchlorür flüssig	C_2,H_3,Cl,O	+ 63.5
propyl- und ropylalkohol	C_3,H_8,O	+ 82.0*	Acetylbromür	C_2,H_3,Br,O	+ 53.6
ylalkohol	C_5,H_{12},O	+ 96.0	Acetyljodür	C_2,H_3,J,O	+ 39.0
tylalkoh. fest	C_{16},H_{34},O	+112.0	Oxamid	C_2,H_4,N_2,O_2	+169.0

Tabelle XIII.

Bildung der hauptsächlichsten Salze mittelst verdünnten Säuren, (1 Aequivalent Säure gelöst in 2 oder 4 Liter Wasser bei 15⁰) nach Berthelot und Thomsen.

Basen	Salzsäure HCl 1 Aeq. = 2 L.	Salpetersäure NO_3H 1 Aeq. = 2 L.	Essigsäure $C_2H_4O_2$ 1 Aeq. = 2 L.	Ameisensäure CH_2O_2 1 Aeq. = 2 L.	Oxalsäure $\frac{1}{2}C_2H_2O_4$ 1 Aeq. = 4 L.	Schwefelsäure SO_4H_2 1 Aeq. = 4 L.	Schwefelwasserstoff H_2S 1 Aeq. = 16 L.	Blausäure CNH 1 Aeq. = 2 L.	Kohlensäure CO_2 1 Aeq. = 30 L.
Natron [1])	13.7	13.7	13.3	13.4	14.3	31.7	7.7	2.9	20.4
Kali	13.7	13.8	13.3	13.4	14.3	31.4	7.7	3.0	20.2
Ammoniak	12.4	12.5	12.0	11.9	12.7	29.0	6.2	1.3	10.6
Kalk [2])	28.0	27.8	26.8	27.0	37.0 [3])	31.2	7.8	—	19.6 [3])
Baryt [4])	27.7	27.8	26.8	27.0	33.4	36.8	—	—	22.2
Strontian [5])	28.0	27.8	26.6	27.0	35.2	30.8	—	—	21.0 [6])
Magnesia [3])	27.6 [7])	27.6 [7])	—	—	—	31.2	—	—	18.0
Manganoxyd [3])	23.6	23.4	22.6 [7])	21.4	28.6	27.0	10.2 [3])	—	13.6 [6])
Eisenoxyd	21.4	—	19.8	—	—	25.0	14.6	—	10.0
Zinkoxyd	19.6	19.6	17.8	13.2	25.0	23.4	19.2	—	10.0
Bleioxyd	15.4 [8])	15.4	13.0	13.2	25.6	21.4 [3])	26.6	—	13.4
	21.4 [6])	—	—	—	—	—	—	—	—
Kupferoxyd	15.0 [7])	15.0	12.4	—	—	18.4	31.6	—	4.8
Quecksilberoxyd	18.9	—	—	—	—	—	48.7	31.0	—
Silberoxyd	—	5.2	4.7	—	12.9	14.4	55.8	20.9 [3])	13.8
	20.6 [3])	—	—	—	—	—	—	—	—
Thonerde [9])	18.6	—	—	—	—	21.0	—	—	—
Eisenoxyd [9])	11.8	11.8	9.0	—	—	11.4	—	—	—

[1]) 1 Aequivalent = 2 Lit. [2]) 1 Aequiv. = 25 Lit. [3]) Gefällt. [4]) 1 Aequiv. = 6 Lit. [5]) 1 Aequiv. = 10 Lit. [6]) Krystallisirt. [7]) 1 Aeq. = 4 Lit. [8]) Sehr verdünnt. [9]) Hydrat.

Tabelle XIV.

Bildung der Alkalisalze der mehrbasischen Säuren, nach Berthelot und Thomsen. (1 Aequivalent der Base gelöst in 2 Liter Wasser und je 1 Volumen Säure mit 1 Volumen Wasser verdünnt bei 15⁰.)

Namen der Säuren	NaOH	KOH	NH_3	$\frac{1}{2}Ba(OH)_2$
Schwefelsäure SO_4H_2	1 NaOH 14.7	14.6	13.6	—
	2 NaOH 31.7	31.4	29.0	—
Oxalsäure $C_2O_4H_2$	1 NaOH 13.8	13.8	—	—
	2 NaOH 28.6	28.6	25.4	—
Weinsäure $C_4O_6H_6$	1 NaOH 12.9	—	—	—
	2 NaOH 25.9	—	—	—
Kohlens. (wässerig) CO_2	1 NaOH 11.0	11.1	9.7	—
	2 NaOH 20.2	20.4	12.4 bis 10.6 [1])	—
Bors. (Anhydr.) B_2O_3	1 NaOH 11.6	—	8.9	—
	2 NaOH 19.8 [1])	—	11.6	—

[1]) Veränderlich, je nach der Concentration u. d. Ueberschuss von Alkali.

Namen der Säuren	NaOH	KOH	NH_3	$\frac{1}{2}Ba(OH)_2$
Citronens. $C_6O_7H_8$	1. NaOH 12.6	—	11.2	13.4
	2. NaOH 12.8 } = 12.9×3	—	11.2 } = 11.3×3	14.3 } = 14.2×3
	3. NaOH 13.2	—	11.5	15.0
	4. NaOH 8 bis 0[1]	—	0.2	0.7
Phosphors. PO_4H_3	1. NaOH 14.7	—	13.5	—
	2. NaOH 11.6	—	12.8 od. 9.3[2]	—
	3. NaOH 7.3	—	6.8 od. 0.2[2]	—
	4. NaOH 1.6[1]	—	—	—
Ueberjods. $JO_4H, 2H_2O$	—	1. KOH 5.5 } = 13.3×2	—	—
	—	2. KOH 12.4	—	—
	—	3. KOH 3.1	—	—
	—	4.-5. KOH 3.1	—	—

[1]) Veränderlich, je nach der Concentration u. d. Ueberschuss an Alkali.

[2]) 12.8 zuerst, später 9.3 infolge der freiwilligen Zersetzung des gelösten Salzes, ebenso 6.8 oder 0.2 für das 3. NH_3.

Tabelle XV.

Bildung der Aether und der Alkohole in ihrem wirklichen Zustande aus Kohlenwasserstoffen nach Berthelot.

Namen	Bestandtheile	Formel der Verbindungen	Entwickelte Wärme: Kohlenwasserst. flüssig	Entwickelte Wärme: Kohlenwasserst. gasförmig
Aethylalkohol	C_2H_4, H_2O gasförm.	$C_2H_5(HO)$ gasf.	—	+16.9
		$C_2H_5(HO)$ flüssig	—	+26.5
	C_2H_4, H_2O flüssig	$C_2H_5(HO)$ flüssig	—	+16.9
		$C_2H_5(HO)$ verd.	—	+19.4
Isopropylalkohol	C_3H_6, H_2O gasförm.	$C_3H_7(HO)$ flüssig	—	+26.1
	C_3H_6, H_2O flüssig	$C_3H_7(HO)$ flüssig	—	+16.5
		$C_3H_7(HO)$ verd.	—	+20.0
Verwandl. in normalen Propylalkoh.	C_3H_8O	$C_3H_7O(HO)$		+ 0
Aethyläther	C_2H_4, C_2H_6O (gasf.)	$C_2H_5(C_2H_5O)$ gasf.	—	+19.4
	C_2H_4, C_2H_6O (flüs.)	$C_2H_5C_2H_5O$ flüssig	—	+16.1
		$C_2H_5C_2H_5O$ i. Wasser gel.	—	+22.0
Amylchlorür	C_5H_{10}, HCl	$C_5H_{10}HCl$	+17.6	+22.9
Amylbromür	C_5H_{10}, HBr	$C_5H_{10}HBr$	+15.2	+20.5
Amyljodür	C_5H_{10}, HJ	$C_5H_{10}HJ$	+14.8	+20.0
Aethylenbromür	C_2H_4, Br_2 (flüssig)	$C_2H_4Br_2$	—	+29.3
	C_2H_4, Br_2 (gasf.)	$C_2H_4Br_2$	—	+36.5
Essigsäureäther	C_2H_4, $C_2H_4O_2$ (fl.)	$C_2H_5(C_2H_3O_2)$	—	+14.9
	C_2H_4, $C_2H_4O_2$ (gsf.)	$C_2H_5(C_2H_3O_2)$	—	+21.0
Aetherschwefels.	C_2H_4, SO_4H_2 (rein)	$C_2H_5(SO_4H)$ verd.	—	+31.6
	C_2H_4, SO_4H_2 (verd.)	$C_2H_5(SO_4H)$ „	—	+14.7

Namen	Bestandtheile	Formel der Verbindungen	Entwickelte Wärme	
			Kohlenwasserst. flüssig	Kohlenwasserst. gasförmig
Propylschwefelsäure	$C_3 H_6, SO_4 H_2$ (rein)	$C_3 H_7 (SO_4 H)$ verd.	—	+33.6
	$C_3 H_6. SO_4 H_2$ (verd.)	$C_3 H_7 (SO_4 H)$ „	—	+16.7
Isathions.	$O_2 H_4, SO_3, H_2O$	$C_2 H_4 . H_2O (SO_3)$	—	+53.3
	$C_2 H_4, SO_4 H_2$ (verd.)	$C_2 H_4 . H_2O (SO_3)$	—	+16.0
	$C_2 H_6O. SO_3$	$C_2 H_4 . H_2O (SO_3)$	+36.4[1]	+46.[illegible]
Benzolsulfosäure	$C_6 H_6. SO_3$	$C_6 H_6 (SO_3)$ verdünnt	+34.7	+41.9
	$C_6 H_6, SO_4 H_2$ (verd.)	$C_6 H_6 SO_3$ „	— 2.6	+ 3.6
Toluolsulfosäure	$C_7 H_8, SO_4$	$C_7 H_8 SO_3$ „	+35.9	—
	$C_7 H_8, SO_4 H_2$ (verd.)	$C_7 H_8 SO_3$ „	— 1.4	—
Benzolsulfonatron	$C_6 H_6, SO_3, Na OH$	$C_6 H_5 Na SO_3$ fest $+ H_2O$ fest	+60.3	—
Benzolsulfobaryt	$2 C_6 H_6, 2 SO_3, Ba{}^{OH}_{OH}$	$(C_6H_5)_2 Ba (SO_3)_2$ fest $+ H_2O$ fest	+107.0	—
Aetherschwefels. Natron	$C_2 H_6 O. SO_4 H_2$, $Na OH$	$(C_2 H_5) SO_4 Na + H_2O$ fest	+40.6[1]	—
Aetherschwefels. Baryt	$2 C_2 H_6 O, 2 SO_4 H_2$ $Ba (OH)_2$	$(C_2 H_5)_2 Ba (SO_4) + H_2O$	+66.4[1]	--

[1]) Diese Verbindung ist nicht aus dem Kohlenwasserstoff, sondern aus dem Alkohol gebildet.

Tabelle XVI.

Bildung der Aether aus den Alkoholen (die Bestandtheile und Verbindungen in dem Zustande genommen, in welchem sie sich bei gewöhnlicher Temperatur befinden) nach Berthelot.

Alkohol + Säure = Aether + Wasser; Alkohol + Alkohol = Aether + Wasser.

Namen	Formel	Entwickelte Wärme	
		Reine Körper	In Wasser gel. Körper[2])
Chloräthyl flüssig	$C_2 H_4 . H Cl$	+ 3.4*	—
Jodäthyl	$C_2 H_4 . H J$	+ 6.0*	—
Essigsäureäther	$C_2 H_5 . C_2 H_3 O_2$	— 2.0	— 1.8
Oxalsäureäther	$(C_2 H_5)_2 C_2 O_4$	— 3.8	— 3.5
Bernsteinsäure (in Lösung)	$C_2 H_4 . C_2 O_4 H_2$	—	— 3.6
Oxalsäureäthyläther	$(C H_3)_2 C_2 O_4$	+ 1.6	— 2.4
Salpetersäureäther	$C_2 H_5 NO_3$	+ 6.2	— 2.6
Nitroglycerin (unlöslich)	$C_3 H_5 (NO_3)_3$	+14.1	— 8.7
Nitromannit unlöslich	$C_6 H_8 (NO_3)_6$	+23.4	—15.0
Aethyläther	$C_2 H_5 (C_2 H_5 O)$	— 3	+ 0.5
Methylschwefelsäure	$C H_3 (SO_4 H)$	+13.8[1])	— 5.1
Aethylschwefelsäure	$C_2 H_5 (SO_4 H)$	+14.7[1])	— 4.7
Isäthionsäure	$C_2 H_6 O . SO_3$	+16.0[1])	— 3.4
Propylschwefelsäure	$C_3 H_7 SO_4 H$	+15.9[1])	— 4.0
Isopropylschwefelsäure	$C_3 H_7 . SO_4 H$	+17.1[1])	— 3.3
Isobutylschwefelsäure	$C_4 H_9 SO_4 H$	+17.6[1])	— 2.2
Amylschwefelsäure	$C_5 H_{11} SO_4 H$	+19.5[1])	— 0.2
Glycerinschwefelsäure	$C_3 H_7 O_2 (SO_4 H)$	+15.2	— 3.2

[1]) Alkhohole und Säuren rein genommen, die Aethersäuren in verdünnter wässeriger Lösung. [2]) Bezieht sich auf die Bestandtheile und die Verbindungen.

Tabelle XVII.

Wässerung wasserfreier Säuren und Basen.

Bestandtheile	Verbindungen	Entwick. Wärme	Autoren
$\frac{1}{2} N_2O_5$ fest, $\frac{1}{2} H_2O$ flüssig	NO_3H	+ 1.2	B.
$\frac{1}{2} N_2O_5$ flüssig, $\frac{1}{2} H_2O$ flüss.	NO_3H	+ 5.3	B.
SO_3 fest, H_2O flüssig	SO_4H_2 flüssig	+20.4	B.
	SO_4H_2 krystallis.	+21.2	B.
$\frac{1}{2} J_2O_5$, $\frac{1}{2} H_2O$	JO_3H krystallisirt	+ 1.3	Dt.
$\frac{1}{2} P_2O_5$, $1\frac{1}{2} H_2O$	PO_4H_3 „	+16.9	T.
$\frac{1}{2} As_2O_5$, $1\frac{1}{2} H_2O$	AsO_4H_3 „	+ 3.4	T.
$\frac{1}{2} C_4H_6O_3$ flüss., $\frac{1}{2} H_2O$ flüss.	$C_2H_4O_2$ flüssig	+ 6.9	B. u. L.
	$C_2H_4O_2$ krystallis.	+ 9.4	B. u. L.
BaO, H_2O flüssig	$Ba(OH)_2$	+17.6	B.
SrO, H_2O „	$Sr(OH)_2$	+17.2	B.
CaO, H_2O „	$Ca(OH)_2$	+15.1	B.
PbO, H_2O „	$Pb(OH)_2$	+ 2.4	T.

Tabelle XVIII.

Bildung der Aldehyde und der organischen Säuren durch Oxydation nach Berthelot.

Namen	Bestandtheile	Verbindungen	Entwickelte Wärme	Aggregat-zust.d.Verb.
		aus Kohlenwasserstoffen:		
Aethylaldehyd.	C_2H_4, O	C_2H_4O	+ 48.0	gasf.
			+ 54.0	flüssig
Orthapropylaldehyd	C_3H_6, O	C_3H_6O	+ 72.5	„
Essigsäure	C_2H_4, O_2	$C_2H_4O_2$	+118.0	gasf.
			+124.0	flüssig
			+121.5	fest
Oxalsäure	C_2H_2, O_4	$C_2O_4H_2$	+261.0	„
Essigsäure	C_2H_2, O, H_2O	$C_2H_4O_2$	+111.0	flüssig
			+113.5	fest
Ameisensäure	$C\ H_4$, O_3	$C\ H_2O_2$. $+H_2O$	+140.0	flüssig
			+137.6	fest
		aus den Aldehyden:		
Essigsäure	C_2H_4O, O	$C_2H_4O_2$	+ 70.0	alle Körper gasf.
			+ 70.1	wirklich. Zustand
Propionsäure	C_3H_6O, O	$C_3H_6O_2$	+ 74.0	„
		aus den Alkoholen:		
Ameisensäure flüss.	$C\ H_4O$, O_2	$C\ H_2O_2$, H_2O	+100.0	„
Essigsäure flüssig	C_2H_6O, O_2	$C_2H_4O_2$, H_2O	+111.0	„
Valeriansäure flüss.	$C_5H_{12}O$, O_2	$C_5H_{10}O_2$, H_2O	+131.0	„
Margarinsäure fest	$C_{16}H_{34}O$, O_2	$C_{16}H_{32}O_2$, H_2O	+180.0	„
Oxalsäure fest	C_2H_6O, O_5	$C_2O_4H_2$, $2H_2O$	+261.0	„
	$C_2H_4O_2$, O_3	$C_2O_4H_2$, H_2O	+150.0	„

Tabelle XIX.

Verschiedene organische Verbindungen nach Berthelot.

Namen			Entwickelte Wärme
Bildung der Amide aus den Ammoniaksalzen:			
Ameisensäureamid	$CHO_2NH_4..aq$	$CH_3NO..aq$	— 1.0
Ameisensäurenitril / Cyanwasserstoffsäure	$CHO_2NH_4..aq$	$CHN..aq$	— 10.4
Oxamid	$C_2O_4H_2(NH_3)_2$ kryst.	$C_2H_4N_2O_2$ fest	— 2.4
Bildung polymerer Verbindungen:			
Diamylen	$2C_5H_{10}$ flüssig	$C_{10}H_{20}$ flüss.	+ 11.8
	$2C_5H_{10}$ gasförmig	$C_{10}H_{20}$ gasf.	+ 22.3
Benzol	$3C_2H_2$	C_6H_6 gasförm.	+190.0*
Bildung der Säurechlorüre organischer Säuren. (B. u. L.) Reine Säure + HCl gasförmig = Säurechlorür flüssig + H_2O flüssig.			
Acetylchlorür	—	C_2H_3ClO	— 5.5
Acetylbromür	—	C_2H_3BrO	— 2.9
Acetyljodür	—	C_2H_3JO	— 1.8
Butyrylchlorür	—	C_4H_7ClO	— 3.8
Butyrylbromür	—	C_4H_7BrO	— 1.9
Valerylchlorür	—	C_5H_9ClO	— 2.5
Valerylbromür	—	C_5H_9BrO	— 1.7

Lbg.

XV. **Berthelot.** *Ueber die Verbrennungstemperaturen* (C. R. LXXXIV. p. 407—412).

Der Verfasser hat aus den Bunsen'schen Angaben über den Druck P, den ein Gasgemisch im Augenblick der Explosion ausübt, wenn der Druck vor derselben P_0 war, unter Zugrundelegung der neueren Bestimmung der specifischen Wärmen der Gase, die obige Grösse in ganz analoger Weise, wie Bunsen von neuem berechnet und findet für die Grenzen t_1 und t_2, zwischen denen dieselbe liegt:

		$\frac{P}{P_0}$	t_1	t_2			$\frac{P}{P_0}$	t_1	t_2
$\frac{2}{3}CO+\frac{1}{3}O$		10.78	4140	2612	$\frac{2}{3}CO+\frac{1}{3}O$	+1.71450	6.67	1875	1548
id.		10.19	3900	2537	id.	+2.15590	5.83	1505	1319
id.	+0.10790	9.05	3066	2198	id.	+3.16290	4.79	1150	1034
id.	+0.68570	8.89	2760	2154	$\frac{2}{3}H+\frac{1}{3}O$		9.97	3809	2449
id.	+0.85540	8.44	2537	2031	id.		9.75	3718	2389
id.	+1.00610	7.86	2280	1855	id.	+1.25990	7.49	2126	1715
id.	+1.25630	7.73	2203	1838					
id.	+1.25630	7.35	2083	1734					

E. W.

XVI. ***A. Vernon Harcourt.*** ***Ueber eine neue Lichteinheit für die Photometrie*** (Chem. News. XXXVI. p. 103—106).

Da die Intensität des in England eingeführten Normallichtes — eine mit etwas Wachs gemischte Spermacetikerze von 6 auf das Pfund, die stündlich 120 Grain verbraucht, — mit der Reinheit des Stoffes, der Construction des Dochtes, ferner mit Temperatur und Barometerstand sehr erhebliche Aenderungen (nach Versuchen des Verfassers bis mehr als 6%) erleidet, so schlägt derselbe eine neue der alten correspondirende Lichteinheit vor. Aus dem amerikanischen Petroleum destillirt nach wiederholter Rectification bei einer Temperatur von höchstens 50° C. eine Flüssigkeit von sehr constanter Zusammensetzung in reichlicher Menge über, die zum grössten Theile aus Pentan (Siedepunkt 30° [Cahours], 37—39° [Schorlemmer]) und aus ein wenig Hexan (Siedepunkt 68°) besteht; ihre Dampfdichte war 37, ihr spec. Gewicht 0.6298—0.63.

Wird diese Flüssigkeit aus einer Maassflasche in ein Gasometer geführt, das bereits mit etwa ihrem dreifachen Dampfvolumen Luft gefüllt ist, so verdampft sie in wenigen Minuten vollständig. Die etwaige mit der Temperatur wechselnde Absorption durch das Wasser des Gasometers ist von äusserst geringem Einfluss auf die Zusammensetzung der Gase, wie der Verfasser durch besondere Versuche zeigte. Ebenso erwies sich bei verschiedenen Temperaturen und Drucken das Gemenge als ein vollkommenes Gas, das keine Condensation oder anormale Contraction erleidet, bis zu einer Temperatur von 4° C. und einem gleichzeitigen Druck von 1.2 Atmosphären.

Für dieses Normalgas empfiehlt der Verfasser als Brenner ein kupfernes, 4″ langes, 1″ breites Rohr mit einer Oeffnung von $^1/_4$″ Durchmesser, der aus diesem Metall bis auf $^1/_{1000}$″ genau erhalten werden kann. Brennt das Gas mit einer kurzen Flamme, so ist diese ebenso beständig wie die einer Kerze, besonders nachdem sich der Brenner seiner Länge nach ein wenig erwärmt hat. Wurde

die Zusammensetzung des Pentans und der Luft geändert, oder wurde die Luft im normalen Verhältniss mit den Bestandtheilen des Petroleums gemengt, die zwischen 50 und 55°, oder die bei 40° überdestilliren, so zeigte das Licht jedesmal bei einem gleichen Gasverbrauch eine sehr verschiedene, jedoch bei einer gleichen Flammenhöhe beinahe die gleiche Intensität, so dass die Höhe der Flamme bei normalem Verbrauch des Gases sehr gut zur Controle der Zusammensetzung des letzteren dienen kann.

Der Einfluss des Luftdruckes auf seine Normalflamme ist von dem Verfasser noch nicht untersucht worden, doch dürfte derselbe viel besser, als dies bei der alten Normalkerze der Fall ist, mit dem Einfluss von Barometerschwankungen auf das Licht von gewöhnlichem Leuchtgase übereinstimmen, welches ja die gleiche Volumenänderung wie das Normalgas erleidet.

Als neue Lichteinheit, deren Werth mit dem der alten beinahe übereinstimmt, und die allen an eine solche zu stellenden Anforderungen viel besser entspricht, nämlich dass der Brennstoff von bekannter und bestimmter Zusammensetzung ist, die Bedingungen des Brennens einen einfachen und bestimmten Charakter haben, und dass beide möglichst wenig durch atmosphärische Aenderungen beeinflusst werden, endlich dass die Zusammensetzung des Brennstoffes von dem Darsteller selbst geprüft werden kann, schlägt demnach der Verfasser das Licht einer Mischung von 7 Volumen Pentangas und 20 Volumen Luft vor, das aus einer $^1/_4''$ weiten Mündung ausströmt, bei einem stündlichen Verbrauch von $^1/_2$ Cubikfuss (die Flamme hat dann eine Höhe von $2^5/_{16}''$) unter den normalen Verhältnissen von 60° F. und 30″ Luftdruck. Die Leuchtkraft des Gases mit Londoner Argandbrennern, die stündlich 5 Cubikfuss verbrauchten, ergab sich aus je 30 Versuchen mittelst eines Evans'schen Photometers zu 18.0 alten, 18.14 neuen Lichteinheiten; bei einer einzelnen abwechselnd mit Normalkerzen und mit Normalgas angestellten Versuchsreihe zu: 18.0, 17.5, 18.1 alten und 17.6, 17.5, 17.6 neuen Lichteinheiten. E. L.

XVII. ***R. W. Atkinson.*** *Japanesische Spiegel* (Nature XVI. p. 62).

XVIII. ***R. D. Darbishire.*** *Dasselbe* (l. c. p. 142—143).

XIX. ***S. P. Thompson.*** *Dasselbe* (l. c. p. 163).

XX. ***J. Parnell.*** *Dasselbe* (l. c. p. 227—228).

XXI. ***E. Masse.*** *Dasselbe* (J. d. phys. p. 320).

Atkinson beschreibt japanesische Spiegel aus gegossenem Metall, die eigenthümliche Erscheinungen zeigen, sie sind rund, $^1/_{12}$—$^1/_8$ englische Zoll dick; die sie zusammensetzende Legirung ist glänzend. Sie werden vollständig polirt und mit einem Amalgam bedeckt. Auf ihrer Rückseite finden sich stark erhabene chinesische oder japanesische Zeichen. Lässt man von dem Spiegel Sonnenlicht nach einem Schirm reflectiren, so zeichnen sich auf ihm in Zügen, die heller sind als der Grund, die auf der Rückseite des Spiegels vorhandenen Buchstaben ab.

Atkinson stellt eine Erklärung auf, die Darbishire nicht als stichhaltig anerkennt. Thompson macht auf eine ähnliche Beobachtung Brewsters aufmerksam. Parnell hat durch directe Versuche gefunden, dass den auf der Rückseite angebrachten Reliefs auf der Vorderseite weniger convexe Stellen entsprechen. Er erklärt dies aus einem verschieden starken Verziehen der Platten an ihren dickeren und dünneren Stellen beim Erkalten nach dem Giessen. Masse macht darauf aufmerksam, dass schon Arago und Babinet dieselbe Erscheinung beobachtet hatten. Sie erklärten dieselbe daraus, dass die verschieden dicken Stellen dem Poliren einen verschiedenen Widerstand leisten. E. W.

XXII. ***W. Crookes.*** *Regenbogen vom Wasser reflectirt* (Nat. XVI. p. 329).

XXIII. ***R. Sabine.*** *Dasselbe* (Nat. XVI. p. 361).

Crookes hat einen über dem Meere stehenden Regenbogen, der von der Oberfläche desselben reflectirt

wurde, beobachtet, dabei fand er, dass die Farben des directen und reflectirten nicht unmittelbar an den Enden zusammenfielen, sondern es berührte das Roth des reflectirten Bogens das Gelb des direct gesehenen.

R. Sabine zeigt, dass sich die von Crookes beobachtete Erscheinung leicht im kleinen nachahmen lässt, wenn man mittelst einer Brause den Strahl einer Gartenspritze zerstäubt und dadurch im Sonnenschein einen Regenbogen erzeugt und dann an Stelle des Auges einen Spiegel bringt, auf den man von einem anderen Punkte blickt, man sieht dann leicht die reflectirten Bögen. Die Durchmesser der beiden reflectirten Bögen sind stets kleiner, als die der direct gesehenen, was Sabine darauf zurückführt, dass die den direct gesehenen Regenbogen bildenden Strahlen von einem höher gelegenen Tropfen ausgehen müssen, als die, die den gespiegelten hervorrufen. Hieraus erklärt sich auch die von Crookes beobachtete Verschiebung der Farben.

E. W.

XXIV. *J. Hopkinson. Brechungsindices von Glas* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 290—297).

Der Verfasser hat für eine Reihe von Glassorten meist an mehreren Prismen mittelst eines Spectrometers, dessen Kreis mit dem Nonius 10″ abzulesen gestattete, für die Linien A, B, C, D, E, b, F, (G), G, h, H_1 (wobei D die brechbarere der beiden Na-Linien, b die brechbarste der Mg-Linien und (G) die Wasserstofflinie bei G bedeutet) die Brechungsexponenten μ bestimmt und gefunden, dass sie sich sehr gut durch die Formel:

$$\mu - 1 = a\{1 + bx(1 + cx)\}$$

darstellen lassen, wo $x = \frac{1}{\lambda^2}$ ist. Die folgende Tabelle enthält die Werthe der Constanten a, b, c.

	Dichte	*a*	*b*	*c*
Hartes Crownglas	2.48575	0.523145	1.3077	−2.33
Weiches „	2.55035	0.5209904	1.4034	−1.58
Titan-Kiesel-Crownglas	2.55255	0.550466	1.5044	−0.93
Extra leichtes Flintglas	2.86636	0.549123	1.7064	−0.198
Leichtes „	3.20609	0.583887	1.9605	+0.53
Dichtes „	3.65865	0.634744	2.2694	+1.48
Extra dichtes „	3.88947	0.664226	2.4446	+1.87
Doppelt extr. dicht. Flintgl.	4.42162	0.727237	2.7690	+2.70

Zu beachten ist, dass μ als Function von $\frac{1}{\lambda^2}$ dargestellt, zwischen C und D einen Inflexionspunkt besitzt, so dass eine Formel mit drei Gliedern für ultrarothe und ultraviolette Strahlen nicht mehr genügen kann.

E. W.

XXV. ***H. W. Vogel. Chastaing's neue Theorie der chemischen Wirkung des Lichtes*** (Ber. d. chem. Ges. X. p. 1638—1644).

Der Verf. wendet sich gegen die von Chastaing aus seinen Beobachtungen gezogenen, Beibl. I. p. 517 referirten Resultate. Zunächst bemerkt er, dass der Chastaing'sche Satz nicht gültig sei für das Chlor-Wasserstoff-Knallgas, da dieses durch die violetten Strahlen in eine chemische Verbindung verwandelt werde, und man doch nicht mit Chastaing den betreffenden Process als eine Reduction des Chlorgases auffassen könne. Ferner ergaben die Versuche von Vogel selbst, dass das ganze Spectrum bis ins Ultrarothe gleichmässig auf Brom-, Chlor- und Jodsilber photographisch wirke, was einer Reduction entspricht. Arbeitet man mit Chlor-, Brom- und Jodsilber auf Pyroxylin, so zeigt sich auch keine oxydirende, sondern vielmehr eine reducirende Wirkung im Gelb und Roth. Ferner findet die kräftigste Zerlegung der Kohlensäure im Licht durch die Pflanzen (also eine Reduction) nach den neuesten Versuchen von Timiriazeff im rothen Licht an der Stelle des Hauptabsorptionsstreifens des Chlorophylls statt. Der Thatsache ferner, dass gewisse Strahlen die Wirkung

anderer verhindern, die mit Chastaing's Theorie stimmen würde, stellt Vogel andere aus der Silberphotographie entgegen, z. B. dass ultramarin- oder kobaltblaues Papier, das doch weniger von den angeblich oxydirenden, also die Reduction hindernden rothen Strahlen enthalten sollte, als weisses, doch weniger kräftig wirke, als letzteres; dasselbe tritt auch am Krapplack hervor, der sehr viel mehr rothe Strahlen, als das Kobaltpapier reflectirt und doch fast ebenso starke Wirkungen wie das Ultramarin zeigt. Vogel fasst dann die bis jetzt bekannten Thatsachen über die Wirkung des Lichtes auf unorganische Körper dahin zusammen, dass Strahlen jeder Gattung sowohl oxydirende als auch reducirende Wirkungen hervorrufen können, je nach der Natur des Körpers, von denen sie absorbirt werden. Farbstoffe werden von denjenigen Strahlen am meisten gebleicht (oxydirt), die am stärksten von ihnen absorbirt werden; dies bestätigten auch Vogel's Versuche an mit Farbstoffen versetztem Bromsilber, das stets an den Stellen des Spectrums am meisten zersetzt wurde, an denen der Absorptionsstreifen des betreffenden Stoffes lag.

Ferner führt der Verf. aus Chastaing's eigenen Versuchen einige an, die dem von ihm aufgestellten Satz widersprechen; und erwähnt zum Schluss noch des Guajacharzes, das von Herschel und Walton untersucht worden ist und Resultate ergeben hat, die den nach Chastaing's Satz zu erwartenden gerade entgegengesetzt waren.

E. W.

XXVI. ***Lord Rayleigh.*** *Ueber die untere Grenze des Spectrums mit besonderer Bezugnahme auf einige Beobachtungen von Sir John Herschel* (Phil. Mag. (5) IV. p. 348—353).

Aus der Dispersionsformel lässt sich bekanntlich ziemlich angenähert die untere Grenze des von einem Prisma entworfenen Spectrums berechnen. Um diese und den Verlauf der Intensität in dem Wärmespectrum zu finden, hatte Herschel folgende Methode benutzt. Die directen

Sonnenstrahlen fielen auf zwei hintereinandergestellte Flintglasprismen von 45°, von dem erzeugten Spectrum wurde mittelst einer Linse von 25 Zoll Focus ein deutliches Bild auf einem Streifen dünnen Papiers, der an seiner Rückseite geschwärzt war, entworfen. Man benetzte dann die Vorderseite des Papiers mit starkem Weingeist, sodass der Russ hindurchschien; bei der Verdampfung des Alkohols unter dem Einfluss der Wärmestrahlen gewann allmählich das Papier seine weisse Farbe wieder; um indess die Erscheinungen recht deutlich erscheinen zu lassen, musste das Papier, nachdem es infolge der allgemeinen Verdampfung durchweg nahezu eine gleiche Weisse angenommen, noch einmal mit Weingeist benetzt werden. Es liess sich dann in der Vertheilung der Helligkeit des Papiers sehr leicht der Verlauf der Intensitäten an dem so sichtbar gemachten thermischen Spectrum erkennen; dasselbe zeichnet sich vor allem durch den Mangel an Continuität aus, indem es aus fünf einzelnen Flecken besteht, von denen indess die beiden ersten nicht scharf von einander und dem den sichtbaren Strahlen entsprechenden Theil getrennt sind. Die zwei letzten liegen dabei weit jenseits der als Grenze des Spectrums anzunehmenden Punkte. Aehnliche Resultate hatte Herschel gefunden, als er ein mit Kaliumeisencyanid und Eisenchlorid bestrichenes Papier dem Einfluss der Sonnenstrahlen aussetzte, deren Wirkung an den Farbenveränderungen obigen Gemisches sichtbar wurden.

Lord Rayleigh gelang es nicht, die von Herschel beobachteten Flecken aufzufinden; er vermuthet daher, dass dieselben durch mehrfache Reflexion von den drei polirten Prismenflächen und nachheriger Brechung der Lichtes auf den Papierstreifen gelangt sind. E. W.

XXVII. ***Pliny Earle Chase.*** *Ueber die Tonleiter des Lichtes* (Phil. Mag. (5) IV. p. 396—397).

Es sei in der harmonischen Progression $\frac{c}{n}, \frac{c}{n+a}, \frac{c}{n+2a}$

c die Wellenlänge der Fraunhofer'schen Linie A, gleich 761.20 Milliontel Mm., $n = 1.015$ und $a = 0.0918$, dann ist:

Nenner	$n+a$	$n+2a$	$n+3a$	$n+4a$	$n+5a$	$n+6a$	$n+7a$	$n+8a$	$n+9a$	$n+1$
Quotient	687.75	635.07	589.89	550.72	516.42	486.14	459.22	435.12	413.43	398.
Beobachtet	687.49	634.05	589.74	550.70	517.15	486.52	458.66	435.67	?	
Kirchhoff	592.7	783.8	1005.1	1306.6	1655.6	2080.0	2436.5	2775.7	?	

Die „beobachteten" Zahlen sind die von W. Gibbs[1]) gegebenen Wellenlängen der entsprechenden Kirchhoff'schen Scala.

E. W.

XXVIII. *A. W. Reinold* und *A. W. Rücker*. *Ueber die Dicke von Seifenblasen* (Proc. Roy. Soc. XXVI. p. 334—345).

In einer Voruntersuchung zu einer Arbeit darüber, ob das Ohm'sche Gesetz auch noch bei sehr dünnen Flüssigkeitslamellen gültig ist, mussten die Verf. die Frage entscheiden, ob in solchen Häutchen plötzliche Dickenänderungen eintreten, ob der schwarze Theil derselben eine gleichförmige Dicke besitzt, und ob diese Dicke für alle Häutchen, die aus derselben Flüssigkeit gebildet sind, dieselbe ist.

Auf einen Sprung in der Dicke wies schon das hin, dass, wie man auch eine den schwarzen Fleck zeigende Lamelle neigen mochte, die Grenze zwischen ihm und der mit blossem Auge erkennbaren anstossenden Farbe (meist war es das Weiss erster Ordnung, die anderen Farben erster Ordnung konnten nur mittelst eines Mikroskopes entdeckt werden) keine Verschiebungen zu erfahren schien, während dies bei den anderen Farben in hohem Grade der Fall war. Die Dickenbestimmung beruhte auf einer gleichzeitigen Bestimmung des galvanischen Widerstandes der Lamelle und der Breite der Farbenringe, die dieselbe zeigte.

Die untersuchte Flüssigkeit war durch Lösen von 1 Theil ölsaurem Natron in 40 Theilen Wasser (dem zur Erhöhung der Leitungsfähigkeit auf je 100 Theile 3 Theile salpetersaures Natron zugesetzt waren) und Vermischen von

1) Sill. J. (2) XLIII. p. 4.

3 Volumen dieser Flüssigkeit mit 2.2 Volumen des Price'schen Glycerins hergestellt.

Die Lamellen waren von cylindrischer Gestalt und zwischen zwei etwa 33.5 Mm. weiten Platinringen von gleicher Grösse, die in einer Entfernung von etwa 30 Mm. vertical übereinander standen, erzeugt. Die Widerstände wurden mittelst einer Wheatstone'schen Brücke bestimmt, in deren einen Zweig, da die zu untersuchenden Widerstände sehr gross waren, ein Widerstand von 1000000 Ohmads eingeschaltet war. Als Batterie dienten 3 Grove'sche Elemente. Durch häufige Umkehr des Stromes sollte die Polarisation möglichst vermieden werden. Die Breite der Ringe wurde mittelst eines Kathetometers gemessen, und da dieselben infolge des Herabfliessens der Flüssigkeit ihre Lage fortwährend änderten, die Mittelwerthe aus je zwei gleiche Zeiten von einander abstehenden Beobachtungen genommen.

Der Brechungsindex der untersuchten Flüssigkeit betrug 1.395 für mittleres gelbes Licht, der specifischer Widerstand 222 Ohmad bei der Versuchstemperatur. Hieraus liess sich unmittelbar, da die Dicke der einzelnen Ringe, deren Breite und Umfang gegeben war, ihr Widerstand berechnen; dieser von dem gesammten Widerstand der Lamelle abgezogen, lieferte den Widerstand des schwarzen Theils.

Die Resultate der Versuche, die in der Abhandlung in Tabellen wiedergegeben sind, sind folgende:

1) Die Variationen in der Dicke des schwarzen Theiles der Lamellen sind nur ein kleiner Bruchtheil dieser Dicke. 2) Die Dicke ist unabhängig von der Breite des schwarzen Ringes. 3) Sie ist auch unabhängig von der Dicke des Theiles der Lamelle, die dem blossen Auge in unmittelbarem Contact mit ihm zu sein scheint.

Nimmt man an, dass in dem schwarzem Theile der specifische Widerstand der Flüssigkeit eben so gross ist wie in einer endlichen Masse, so erhält man für seine Dicke etwa ein Zwölfmilliontel Millimeter. E. W.

XXIX. *V. v. Lang. Vorläufige Mittheilung über die Lage der optischen Elasticitätsaxen bei Gyps für die verschiedenen Farben* (Wien. Anz. 1877. p. 194—195).

Aus der Bestimmung der Hauptbrechungsexponenten des Gypses ergab sich, dass der Winkel der optischen Axen für die Linie *D* ein Maximum hat. Als dies durch directe Messung der optischen Axenwinkel geprüft wurde, zeigte sich ferner, dass die Dispersion der Elasticitätsaxen in der Symmetrieebene anormal ist, indem sich folgende Winkel zwischen der Normalen auf die zur Symmetrieebene senkrechten Platte und der ersten Mittellinie ergaben:

B	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*
4°41′	4°32′	4°26′	4°30′	4°43′	5°14′.

Mit den obigen zwei Thatsachen stimmen auch recht gut die von Poggendorff gegebene genaue Beschreibung der Axenbilder des Gypses [1]) und die Beobachtung von Descloiseaux, dass bei höheren Temperaturen, wo die Axenebene senkrecht zur Symmetrieebene ist, keine horizontale Dispersion mehr zu beobachten ist. E. W.

XXX. *H. Bücking. Die optischen Eigenschaften des Astrophyllit* (Z. S. f. Krystgr. I. p. 433).

Während beim Astrophyllit nach Descloiseaux die Mittellinie der optischen Axen normal zur Spaltungsfläche steht, fand der Verf. dieselbe in Uebereinstimmung mit Scheerer's Angaben dagegen geneigt. Bei dem Astrophyllit von Brevig ist die optische Axenebene die Symmetrieebene; die zweite Mittellinie (die Axen werden erst in Oel sichtbar) bildet mit der normalen zur Platte: für Roth 3°30′, für Gelb 3°33′, die Dispersion der Mittellinien ist also sehr gering. Neigung der Mittellinie genau in der Symmetrieebene, d. h. in der Längsrichtung der

1) Pogg. Ann. XXXV. p. 81.

Spaltungslamellen. Der stumpfe Axenwinkel in Oel ist $2\,H_0 = 122^0 18'$ (Li), $124^0 52'$ (Na).

Deutlicher Pleochroismus; die Schwingungen parallel der Symmetrieaxe (𝔟) zeigen Orange, die dazu senkrechten in der Spaltungsfläche, parallel der optischen Axenebene (𝔠) Citrongelb. — Aehnlich verhält sich der Astrophyllit von Colorado, auch er ist optisch negativ; Neigung der Mittellinie gegen die Normale der Spaltungsfläche an drei Platten: $3^0 0'$; $2^0 42'$; $3^0 16'$ (grösstmöglicher Fehler 20—30′). Der Axenwinkel ist schwankend. Bei einer Platte war $2\,H_0 = 121^0 38'$ (Li); $124^0 14'$ (Na); $125^0 6'$ (Tl). C.

XXXI. ***A. Bouvet.*** *Ueber die Verdichtung des Sauerstoffs und Wasserstoffs* (Mondes XLIV. p. 296—298).

Ein Vorschlag, durch Electrolyse Wasserstoff und Sauerstoff in zwei in einen überall zu verschliessenden Glasblock, gebohrten, röhrenartigen, unten mit einem weiteren Hohlraum communicirenden Höhlungen zu entwickeln, event. durch ihren eigenen Druck zu verdichten (was indess nach den Untersuchungen von Van der Waals bei Temperaturen über der kritischen nicht gelingen dürfte).

G. W.

XXXII. ***Trouvé.*** *Feuchte Kette* (Mondes XLIV. p. 94—97).

Eine Säule von Zink-Kupferplatten, die durch Schichten von Papierscheiben getrennt sind, welche an der den Kupferplatten zugekehrten Seite mit Kupfer-, an der den Zinkplatten zugekehrten Seite mit Zinkvitriollösung getränkt sind. Von Zeit zu Zeit muss man die Tränkung der Papierscheiben mit der Kupferlösung erneuern; der Zinkvitriol bildet sich selbst wieder. Die Säule soll für therapeutische und militär-telegraphische Zwecke dienen. (Vgl. die Säule von Remak, Wied. Galv. (2) I. § 276. G. W.) G. W.

XXXIII. ***Nicolo Vlacovich.*** ***Theorie und praktische Anordnung einiger Ketten*** (Cimento (2) XIV. p. 93—117. 1876).

Aus dieser Arbeit dürfte mit Uebergehung der theoretischen Betrachtungen etwa zu erwähnen sein, dass Vlacovich Ketten aus zwei parallelen Platten von weissem Roheisen baut, welche an dem Deckel eines mit Salmiaklösung gefüllten Glases hängen, ausserhalb beide unter sich und mit einer Klemmschraube verbunden sind, und zwischen denen eine amalgamirte Zinkplatte an einer Klemmschraube hängt. — Die Kette von Leclanché, in der sich nach ihm keine niedere Oxydationsstufe des Mangans, sondern Manganchlorür bildet, so dass nach dem Auswaschen das Gemisch von Kohle und Braunstein seine Wirksamkeit wiedererlangt, wird ebenfalls mit Gusseisen- statt mit Kohlenplatten versehen, um die Störung der Leitung durch das Aufsaugen der Salmiaklösung bis zu den metallischen Verbindungen an der Kohle zu verhindern.

Um die Kohlen in den verschiedenen Batterien ebenfalls stets in gutem metallischen Contact mit der übrigen Leitung zu erhalten, giesst man geschmolzenes Gusseisen um das eine Ende derselben und erhält so sehr dauerhafte Fassungen, an die die leitenden Kupferstreifen angelöthet oder angeschraubt werden. — Die der Kohle abgewandten Seiten der Zinkplatten werden mit einem Gemenge von Lackfirniss mit Schwefelpulver, mit Pech oder besser mit einer Auflösung von Guttapercha in Schwefelkohlenstoff überzogen.

G. W.

XXXIV. ***G. Planté.*** ***Rheostatische Maschine*** (C. R. LXXXV. p. 794—796).

Eine Reihe von Condensatoren, meist aus nebeneinandergestellten Glimmerplatten, die mit Stanniolblättern bedeckt sind, werden durch einen Commutator erst so neben einander verbunden, dass sie zusammen einen grossen Condensator bilden, und durch Verbindung mit den Polen der 800paarigen Polarisationsbatterie geladen. Sodann werden die Condensatoren durch Drehung des Commu-

tators hinter einander, d. h. mit ihren ungleichnamigen Seiten verbunden. Der Commutator besteht hierbei aus einem Hartgummicylinder, der zur Herstellung der ersten Verbindung mit parallelen Längsstreifen von Stanniol bekleidet, für die zweite von transversalen, an ihren Enden umgebogenen Kupferdrähten durchbohrt ist, welche gegen Metallfedern drücken, die mit den Belegungen verbunden sind. Die äussersten Belegungen der letzten Condensatoren sind mit einem Funkenentlader vereint. Die Entladungen erfolgen stets in demselben Sinne. Schon bei 30 Condensatoren von etwa 3 □Ctm. Oberfläche betrug die Schlagweite der so gebildeten Cascadenbatterie 4 Ctm., bei Anwendung von nur 200 Elementen der Polarisationsbatterie 8 Mm. Da bei jeder Entladung nur eine sehr kleine Electricitätsmenge entladen wird, kann der Apparat ohne neue Ladung der Polarisationsbatterie lange Zeit wirken.

G. W.

XXXV. *J. W. Mallet. Ueber das Gewicht eines ostwestlichen, vom Strom durchflossenen Drahtes* (Phil. Mag. (5) IV. p. 321—329).

Die unmittelbar aus der Theorie folgende, indess von Faraday nicht direct beobachtete Thatsache, dass ein in der Richtung von Ost nach West vom Strom durchflossener Draht infolge der Einwirkung des Erdmagnetismus schwerer, bei umgekehrter Stromesrichtung leichter erscheint, ist von Mallet noch besonders experimentell geprüft worden.

Auf einer 3 M. langen, 25 Mm. breiten und 5 Mm. dicken Latte von leichtem Holz waren 10 Drähte neben einander der Länge nach befestigt und ihre Enden nach unten umgebogen und amalgamirt. Sie hingen alle an einer empfindlichen Wage. Ihre Enden tauchten in Quecksilbernäpfe, die durch 10 Drähte von je 9 M. Länge mit der Batterie von 10 Grove'schen Elementen verbunden waren. Dieselben waren parallel auf einem drei Seiten eines Rechtecks bildenden Rahmen befestigt, zu welchem die aufgehängten Drähte die vierte Seite abgaben. Im ganzen

bildeten die Drähte gewissermaassen zusammen eine flache Spirale von 10 Windungen.

Ganz unabhängig, ob die in ostwestlicher Lage aufgehängten Drähte die nördliche oder südliche Seite des Rechteckes bildeten, stets bestätigte sich das obenerwähnte Resultat, welches, wie sich leicht ergibt, weder durch die Abstossung der Drahtenden in den Quecksilbernäpfen, noch durch die Wechselwirkung der festen Theile der Drahtleitung auf die beweglichen herrühren konnte. Beide Ursachen hätten bei ostwestlicher Stromesrichtung eine scheinbare Gewichtsabnahme, statt der beobachteten Gewichtszunahme zur Folge gehabt. Auch eine etwaige seitliche Bewegung der Drähte, bei der sich etwa die Enden etwas aus dem Quecksilber gehoben hätten, würde nach den angestellten Berechnungen über das Verhältniss der Dimensionen des Apparates die Gewichtszunahme nicht erklären können.

G. W.

XXXVI. ***Arthur W. Wright. Eine neue Methode zur Herstellung mit Metall belegter Glasspiegel*** (Sill. J. XIV. p. 169—178).

Zur Herstellung von Metallspiegeln mit Hülfe der Beibl. I. p. 203 beschriebenen Methode schleift Wright zwei starke Glaskolben von etwa 7 Ctm. Durchmesser, deren Böden abgesprengt sind, mit ihren so gebildeten, etwa 40 Mm. weiten Oeffnungen auf einander und verbindet sie durch etwas äusserlich aufgebrachten Kitt luftdicht. Der etwa 15 Mm. weite, 25 Ctm. lange Hals des unteren Kolbens ist durch einen Glasstöpsel geschlossen und etwas oberhalb desselben ein Platindraht als positive Electrode in den Hals eingeschmolzen. In den 5 Ctm. langen Hals des oberen Kolbens ist eine dünne, dickwandige Glasröhre eingekittet, die bis in die Mitte des Kolbens reicht, und in die ein als negative Electrode dienender Platindraht, der bis etwa 1 Ctm. unterhalb ihres unteren Endes hinabgeht, eingeschmolzen ist. In die Glasröhre wird unterhalb ein den Platindraht berührender Draht

aus dem Metall eingedrückt, welches den Spiegel bilden soll. Derselbe ist meist nur $^1/_4$ Mm. dick und unten zu einem horizontalen Kreise von 3—4 Mm. Durchmesser umgebogen. Dieselbe Glasröhre trägt seitlich einen Glashaken, an dem an einem ringförmig gebogenen Glasfaden ein Uhrglas 15 Mm. unter dem Ende der oberen Glasröhre frei hin und her schwingen kann, auf welche die zu überziehende ebene oder gekrümmte Glasplatte gelegt wird. So konnte durch Neigung des Apparates leicht die negative Metallelectrode über die verschiedenen Stellen der letzteren gebracht werden.

Der Apparat wurde, um Absätze von Platin zu erzielen, mit Wasserstoff gefüllt und auf etwa 1.5—1.75 Mm. Druck ausgepumpt. — Zum Absatz von Gold genügt die Füllung mit Luft. Durch den Apparat werden die Ströme eines Inductoriums von 4—5 Ctm. Funkenlänge geleitet. Zu starke Ströme sind zu vermeiden, da sonst die Metalle mehr zerstäubt werden. Sonst haften die Absätze sehr fest am Glase und sind auch auf der dem Glase abgewandten Seite sehr glänzend und als Spiegel zu benutzen. Namentlich Platin eignet sich hierzu sehr gut. Silber verflüchtigt sich sehr leicht und setzt sich weniger gut ab. Eisen erscheint in äusserst harten, an der Luft sich kaum oxydirenden, durch Salpetersäure kaum, durch Königswasser nicht schneller, als Platin, auflösbaren Schichten.

Man kann auch ein Metall auf einer Metallplatte oder einer schon niedergeschlagenen Metallschicht sich absetzen lassen. Da das Platin in dünnen Schichten grau, in dickeren bräunlich und zuletzt gelblich-orange erscheint, so verschwindet bei Niederschlag desselben auf einen vorher hergestellten Silberspiegel von complementärer Farbe in gehöriger Dicke ganz die gelbliche Farbe, und die Oberfläche erscheint im reflectirten Lichte rein weiss und glänzend. Im durchgehenden Licht ist sie vollkommen farblos. Goldabsätze sind in sehr dünnen Schichten blaugrau, in viel dickeren braun.

Eine Platte von 2 Ctm. Durchmesser kann in 20—30

Minuten hinlänglich mit Platin, in 10—15 Minuten mit Gold oder Silber überzogen werden. G. W.

XXXVII. ***Warren de la Rue und H. W. Müller*** *Versuche über die diruptive Entladung mit der Chlorsilbersäule* (C. R. LXXXV. p. 791—794).

Mit 8040 Elementen der Chlorsilberkette ist die Schlagweite zwischen einer positiven Spitze und negativen Platte 8.64 Mm., indess selbst bei 13—15 Ctm. Abstand derselben geht eine leuchtende Entladung über, wie man auch bei Einschaltung einer Geissler'schen Röhre in einen der Leitungsdrähte sehen kann. Der Strom ist indess hierbei viel schwächer, bei 9.14 Mm. Abstand nur $^1/_{2564}$, bei 29.46 Mm. nur $^1/_{45000}$ von dem bei der diruptiven Entladung bei 8.64 Mm. Abstand der Electroden. Ist die Spitze positiv, so erscheint die Entladung im rotirenden Spiegel aus einzelnen Bildern bestehend; ist sie negativ, so lassen sich dieselben nicht trennen (Weil im ersten Falle zur Entladung eine grössere Spannung erforderlich ist. G. W.).

Wird auf die 11.4 □Ctm. grosse Platte ein trockenes, dieselbe gerade bedeckendes Stück Löschpapier gelegt, so adhärirt dasselbe bei der Entladung stärker, wenn die gegenüberstehende Spitze negativ ist. Um es im letzten Fall fortzuziehen, sind 1944 Grm., im umgekehrten nur 1166 Grm. erforderlich. Dieselben Kräfte wären hierzu nöthig, wenn ohne electrischen Einfluss das Papier resp. mit 8403.8 und 3468.6 Grm. belastet wäre.

Sind die Electroden kugelförmig oder eben, so beobachtet man weder die Anziehung des Papiers, noch leuchtende Entladungen vor der eigentlichen Funkenentladung.

Zwischen einer Spitze und Platte ist bei 5000—8000 Elementen die Schlagweite grösser, wenn die Spitze positiv, bei 1000—3000 Elementen, wenn sie negativ ist. Je grösser die Zuspitzung der Spitze ist, desto kleiner ist

die Schlagweite; indess ist das Verhältniss bei verschiedenen Elementenzahlen nahe dasselbe.

Während zwischen einer Spitze und einer Platte die Schlagweite nahezu proportional dem Quadrat der Zahl der Elemente ist, gilt dieses Gesetz für die Entladung zwischen ebenen, kugelförmigen und cylindrischen Flächen nicht. Die Schlagweite ist dann nahezu direct der Elementenzahl proportional. (Wegen der geänderten Vertheilung der Electricität. G. W.)

Mit Ausnahme des Aluminiums, welches als Electrode verwendet, eine 1.242 mal grössere Schlagweite gibt, als die übrigen Metalle, hat die Natur der letzteren auf dieselbe wenig Einfluss.

Dass die Schlagweite von der Verdünnung des Gases abhängt, ist bekannt; indess lässt sich kein einfaches Verhältniss finden.

In der Luft ist mit dem Mikroskop eine sehr feine Schichtung sichtbar; im Wasserstoff erscheint, wenn die Spitze positiv ist, der centrale helle Kern der Entladung von einer prächtigen blauen Aureole auf der Platte umgeben, die einer blau beleuchteten Glasglocke ähnlich ist. Ist die Spitze negativ, so bewegt sich der Lichtbogen sehr schnell und bildet einen Stern auf der Platte (vgl. die ähnliche von mir beobachtete Erscheinung in verdünnter Luft. Galv. (2) II. p. 302. G. W.) Im Stickstoff ist der Lichtbogen röthlich violett.

Wird ein sehr grosser Widerstand (4 Millionen Ohmad) in den Schliessungskreis eingeschaltet, so erscheint nicht mehr die diruptive Entladung mit Bildung des Lichtbogens, sondern eine Reihe heller, knatternder Funken, wie bei den Entladungen einer Electrisirmaschine, welche Löschpapier durchschlagen. Die Schlagweite wird dann viel kleiner, z. B. im Verhältniss von 30:34, als ohne den Widerstand.

Die Länge eines Drahtes wird durch eine hindurchgehende starke Entladung nicht geändert. G. W.

Literatur-Uebersicht.

Wiener Anzeiger. 1877. Nr. 22—24.

Pfaundler. *Ueber die geringste absolute Anzahl von Schallimpulsen, welche zur Hervorbringung eines Tones nöthig ist, p. 223.*

Monatsberichte der Berliner Akademie. 1877. Juli u. August.

Gross. *Ueber electrolytische Ströme durch feste Salze, p. 500—504.*

Liebig Annalen der Chemie. Bd. CLXXXIX. Heft 1—3.

H. Landolt. *Untersuchungen über optisches Drehungsvermögen. (Erste Abhandlung), p. 241—337.*

Dingler Journal. 1877. T. CCXXVI. Heft 4.

K. Karmarsch. *Untersuchungen über die Gesetzmässigkeit der Volumänderungen bei Metall-Legirungen und Mischung von Flüssigkeiten, p. 329—337.*

Forschungen auf dem Gebiete der Agriculturphysik. Herausgegeben von G. Wollny. Bd. I. Heft 1.

v. Lichtenberg. *Ueber den gegenwärtigen Stand der Bodenphysik, p. 3—43.*

E. Wollny. *Untersuchungen über den Einfluss der Farbe des Bodens auf dessen Erwärmung, p. 43—69.*

Zeitschrift für Meteorologie. Bd. XII.

Fröhlich. *Ueber die Messung der Himmelswärme, p. 408—410.*

Comptes rendus. 1877. T. LXXXV. Nr. 21—24.

Berthelot. *Nouvelles remarques sur les quantités de chaleur dégagées par le mélange de l'eau avec l'acide sulfurique, p. 912—920.*

H. Courtonne. *Sur la solubilité du sucre, p. 959—961.*

J. M. Gaugain. *Deuxième Note sur l'aimantation des tubes d'acier, p. 1014—1016.*

Cailletet. *Liquéfaction du bioxyde d'azote, p. 1016—1017.*

Berthelot. *Observations relatives à la Comm. précédente, p. 1017.*

Trouvé. *Sur une modification du téléphone Bell à membranes multiples, p. 1023 - 1024.*

Pollard. *Note sur le Téléphone, p. 1024.*

Th. du Moncel. *Observations à propos de la Note de M. Pollard sur les essais tentés antérieurement pour la construction d'un téléphone, p. 1025—1026.*

E. Maumené. *Sur la chaleur dégagée par le mélange de l'acide sulfurique et de l'eau, p. 1026.*

G. Govi. *De la loi d'absorption des radiations de toute espèce à*

travers les corps et de son emploi dans l'analyse spectrale quantitative, p. 1046—1049. 1100—1103.

P. Jabloschkoff. *Pile dans laquelle l'électrode attaquée est du charbon, p. 1052—1053.*

Ducheux. *Sur les tensions superficielles des solutions aqueuses d'alcools et d'acides gras, p. 1068—1069.*

A. Ditte. *Sur quelques propriétés de l'acide borique, p. 1089—1092.*

P. Jabloschkoff. *Application des Bouteilles de Leyde de grande surface pour distribuer en plusieurs points l'effet du courant d'une source unique d'électricité avec renforcement de cet effet, p. 1098—1100.*

A. Ditte. *Sur quelques propriétés du chlorure de calcium, p. 1103—1106.*

Coquillon. *Application du fil de palladium au dosage des hydrocarbures mêlés en petite proportion dans l'air, p. 1106—1108.*

Annales de Chimie et de Physique (5) 1877. T. XII. Nov.

Berthelot. *Quelques observations sur le mécanisme des réactions chimiques, p. 312—318.*

Descloiseaux et **Damour.** *Note sur la forme cristalline, les propriétés optiques et la composition chimique de la homilite, p. 405—412.*

Journal de physique. 1877. T. VI. November.

A. Niaudet. *Des téléphones, p. 361—367.*

M. Marey. *Sur un nouvel appareil destiné à la mesure de la fréquence des mouvements périodiques, p. 367—368.*

Les Mondes (2) 1877. T. XLIV. Nr. 11—15.

A. Dillon. *Régulateurs de la lumière éléctrique, p. 412.*

Lavaut de Lestrade. *Miroir tournant pour la récomposition de la lumière spectrale, p. 416—417.*

L. Maiche. *Ce que c'est que l'eau, p. 417—418.*

Darboux. *Sur la détermination analytique de la charge dans une bouteille de Leyde, p. 582—584.*

E. Maumené. *Note sur la thermochimie, p. 590—591.*

Archives de Genève. 1877. T. LIX. 15. Nov.

R. Cintolesi. *Phénomènes qui se produisent quand on dépose des gouttes de divers liquides sur des liquides autres que l'eau, p. 369—387.*

Annales scientifiques de l'Ecole normale Bd. VI. Nov. u. Dec.

A. Hurion. *Recherches sur la dispersion anomale, p. 367—412.*

Philosophical Magazine (5) 1877. V. IV. Nr. 27.

Stoney. *On the Penetration of Heat across Layers of Gas, p. 424—443.*

R. S. Brough. *A Theoretical Deduction of the best Resistance of a Telegraph Receiving-instrument, p. 449—453.*

A. R. Clarke. *On the Potential of an Ellipsoid at an External Point, p. 458–461.*

Nature. 1877. V. XVII. 29. Nov.

O. Reynolds, W. B. Carpenter, J. Stoney, Carey Foster. *The Radiometer and its Lessons, p. 61—62. 62. 79—81. 124.*
C. Tomlinson. *Fluid Films, p. 62.*
H. W. Lloyd Tanner. *Potential Energy, p. 81—82.*
Tito Martini. *Diffusion Figures in Liquids, p. 87—89.*
Mathematical Society, p. 93. ***Lord Rayleigh.*** *On progressive waves* ***Clifford*** *on Vortex motion.*
C. Tomlinson. *Diffusion Figures in Liquids, p. 102.*
— Diffusion or Cohesion Figures in Liquids, p. 124.

Chemical News. 1877. V. XXXVI. Nr. 939—942.

Sitzung der Physical Society 17. Nov., p. 241. 1. Dec., p. 252—253.

Proceedings of the Royal Society V. XXVI. Nr. 183.

H. C. Sorby. *On some hitherto undiscribed Optical Properties of doubly refracting Crystalls, p. 384—386.*
G. G. Stokes. *On the Foci of Lines seen through a Crystalline Plate, p. 386–401.*
R. Tomlinson. *On the Increase in Resistence to the Passage of an Electric Current produced on certain Wires by Stretching, p. 401–410.*

Il Nuovo Cimento (3) 1877. II. Settembre e Ottobre.

Fr. Pierucci. *Intorno ad una modificazione della macchina d'Holtz di seconda specie, p. 117–125.*
Fr. Rossetti. *Sulla temperatura delle fiamme, p. 126–136.*
A. Righi. *Ricerche sperimentali sull' interferenza della Luce, p. 161 –174.*

L'Elettricista. 1877. I. Nr. 11.

A. Naccari e M. Bellati. *Intorno alla influenza della temperatura e delle proporzioni dei metalli componenti sulle proprietà termoelettriche di alcune leghe, p. 329–334.*
L. Ponci. *Nuova coppia elettrica a ferro e carbone con soluzioni di protoclorure e perclorure di ferro, p. 334—341.*
P. Volpicelli. *Sulla elettrostatica induzione, p. 341—345.*
A. Naccari. *Intorno alla determinazione della forza termoelettrica di una coppia attiva, p. 346–350.*
Hockin. *Ponte di Wheatstone modificato, p. 350—352.*

Gazzetta chimica italiana. VIII. Heft 10.

S. Scichilone. *Sulla dilatazione del zolfo fuso, p. 501—505.*

Separatabzüge.

W. Pfeffer. *Osmotische Untersuchungen (W. Engelmann), p. 1—236.*

Register.

Die mit einem Stern versehenen Citate beziehen sich auf Referate.

Referate haben für diesen Band geliefert die Herren:

Professor Braun in Marburg (Br.).
„ Bruhns in Leipzig (B.).
C. Councler in Leipzig (C.)
Dr. W. Feddersen in Leipzig (W. F.).
Dr. Gebhardt in Leipzig (Gdt.).
Professor R. Lenz in St.-Petersburg (R. L.).
Dr. Lermantoff in St.-Petersburg (Lm.).
Dr. E. Less in Leipzig (E. L.).
Dr. Lindenberg in Leipzig (Lbg.).
Professor Macaluso in Catania (D. M.).
„ von der Mühll in Leipzig (V. d. M.).
„ R. Rühlmann in Chemnitz (R. R.).
„ G. Wiedemann in Leipzig (G. W.).
Dr. E. Wiedemann in Leipzig (E. W.).
Dr. von Zahn in Leipzig (Zn.).

Berichtigungen.

Seite 87 Z. 12 v. u. statt gaage liess gauge.
„ 87 „ 12 v. u. „ Kathetometer liess Manometer.
„ 94 „ 12 v. o. „ $-\Delta\varphi$ liess $-\varepsilon\Delta\varphi$.
„ 96 „ 11 v. o. „ ψ_2'' „ ψ_1''.
„ 97 „ 10 v. u. „ $4\pi A v_1$ „ $4\pi A \alpha_1 v_1$.
„ 99 „ 16 v. u. und 12 v. u. statt Strahles liess Wellen.
„ 101 „ 2 v. o. statt $\sin\alpha_1$ liess $\sin^2\alpha_1$.
„ 101 „ 7 v. o. „ η_1' „ η_1''.
„ 102 „ 3 v. o. „ $q=e^{2\pi}$ „ $q=e^{4\pi}$.
„ 102 „ 4 v. u. „ $\varepsilon u=X$ „ $\varkappa u=X$.
„ 102 „ 1 v. u. „ $\frac{\partial L}{\partial x}$ „ $\frac{\partial L}{\partial t}$.
„ 104 „ 7 und 6 v. u. sollte stehen, die Hauptazimuth und Haupteinfallswinkel bestimmenden Grössen σ und τ.
„ 105 Z. 10 v. u. statt τ liess $\cos 2\tau$.
„ 105 „ 7 v. u. liess infolge der dielectrischen Polarisationsfähigkeit (ε_1) der Luft.
„ 105 Z. 3 v. u. statt $s=25$ liess $\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}=70$ $s=25$.
„ 208 „ 9 v. u. „ A. W. Homott liess A. W. Howitt.
„ 276 „ 6 v. o. „ Anziehung der untergetauchten Gefässwände liess Anziehung der Contour der untergetauchten Gefässwände.
„ 319 Z. 4 v. o. statt durchsichtige liess nichtgeschwärzte.
„ 390 „ 3 v. u. „ als nach der Theorie liess wie nach der Theorie.
„ 404 „ 8 v. o. „ Lithiumplatte liess Lithiumlinie.
„ 422 „ 5 v. u. „ Kupfermenge „ Kupfermengen.
„ 498 u. 499 Auerbach hat nach derselben Methode wie Tylor bereits früher (Pogg. Ann. Ergzbd. VIII. p. 181 u. flg. u. p. 223) Versuche angestellt.

II d



I

